



THÈSE

Soutenue publiquement le 19 décembre 2007 pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur-Strasbourg I

Discipline : **Physique**

Spécialité : **Instrumentation nucléaire**

Présentée par : **Stéphane HIGUERET**

DÉVELOPPEMENT D'UN DOSIMÈTRE ÉLECTRONIQUE COMPACT À BASE DE CAPTEURS CMOS POUR LA MESURE DU RADON

Composition du jury :

- Directeurs de thèse : M. Abdelmjid Nourreddine, Professeur, ULP Strasbourg, France
M. Daniel Husson, Maître de Conférences HDR, ULP Strasbourg, France
- Rapporteur interne : M. Luc Hébrard, Professeur, ULP Strasbourg, France
- Rapporteurs externes : M. František Spurný, Professeur, Académie des Sciences, République Tchèque, Prague
M. Michel Fromm, Professeur, Université de Franche Comté, Besançon France
- Examineur : M. Jean Colin, Professeur, Université de Caen, Basse Normandie, France

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

Unité mixte de recherche CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur, UMR 7178

*À Tania et à mes enfants Emma et Quentin
qui ont accepté tant de sacrifices durant ces dernières années.*

À mes parents pour leur patience infinie

« Se méfier des penseurs dont l'esprit ne fonctionne qu'à partir d'une citation. »
Cioran

Remerciements

Cette thèse a été effectuée à l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) au sein du groupe Radioprotection et Mesures Environnementales (RAMSES) ; je remercie Daniel Huss, directeur de l'IPHC, et Abdelmjid Nourreddine, directeur de thèse et responsable du groupe, pour m'avoir accordé leur confiance me permettant ainsi de réaliser ce travail.

Je tiens ensuite à remercier Daniel Husson d'avoir codirigé ce travail et de m'avoir fait partager son encyclopédisme et ses motivations, avec confiance et grande générosité.

Je remercie vivement František Spurný, Michel Fromm et Luc Hébrard d'avoir accepté de participer à ce jury et d'avoir bien voulu en être les rapporteurs. Je suis également reconnaissant à Jean Colin pour avoir bien voulu juger ce travail en tant qu'examineur.

Je tiens également à remercier chaleureusement les nombreuses personnes avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et qui m'ont fait partager leurs connaissances et leur savoir-faire en particulier Nathalie Michielsen (IRSN / LPMA, Saclay) et Francisco Fernandez (UAB, Barcelone).

Merci à Sylvain Bondiguel qui m'a permis de fructueuses mesures sur le banc BACCARA, Jean Devin pour son aide et sa disponibilité lors de montages d'expériences et Denis Oster pour ses réponses à mes nombreuses questions concernant la radioprotection pour le bétail que j'étais.

Je sais gré à Arthur Pape de ses remarques pertinentes en toute circonstance.

Je remercie également le personnel de l'IPHC que j'ai sollicité, à un moment ou à un autre, The-Duc Lê, Mathieu Trocmé, Christian Illinger, Pierre Drach, Jérôme Baudot, Boris Hippolyte, Jean Noël Grapton, Addil Selam, Cédric Muller et spécialement Jean-Pierre Froberger pour sa pétillante bonne humeur.

Table des matières

1	Généralités sur le Radon	1-11
1.1	Aperçu historique	1-12
1.2	Origine et formation.....	1-12
1.3	Produits de filiation	1-14
1.4	Fraction libre, fraction attachée	1-15
1.5	Environnement et habitations	1-16
1.6	Risques liés au radon.....	1-18
1.7	Plans d'action	1-19
1.8	Energie alpha potentielle	1-20
1.9	Moyens de mesure de la concentration du radon.....	1-21
1.9.1	<i>Détecteurs passifs.....</i>	<i>1-22</i>
1.9.2	<i>Détecteurs actifs</i>	<i>1-25</i>
2	Le circuit AlphaRad.....	2-29
2.1	Principe de fonctionnement d'un capteur à pixels actifs	2-30
2.2	Concept du circuit AlphaRad	2-31
2.2.1	<i>Schéma fonctionnel de l'AlphaRad</i>	<i>2-32</i>
2.2.2	<i>Description des éléments fonctionnels de l'AlphaRad.....</i>	<i>2-33</i>
3	Tests électriques du circuit AlphaRad	3-38
3.1	Retour de fonderie.....	3-39
3.2	Mise en place des tests	3-39
3.2.1	<i>Tests visuels.</i>	<i>3-39</i>
3.2.2	<i>Chaîne d'acquisition.....</i>	<i>3-40</i>
3.2.3	<i>Carte support des circuits.....</i>	<i>3-40</i>
3.2.4	<i>Carte multifonction</i>	<i>3-41</i>
3.2.5	<i>Carte d'entrée-sortie numérique.....</i>	<i>3-42</i>
3.2.6	<i>Seuil de discrimination</i>	<i>3-42</i>
3.2.7	<i>Logiciel de pilotage sous Labview™</i>	<i>3-43</i>
3.3	Tests électriques des circuits	3-43
3.3.1	<i>Problèmes généraux rencontrés sur le circuit AlphaRad.</i>	<i>3-44</i>
3.3.2	<i>Tests</i>	<i>3-44</i>
3.3.3	<i>Compensation d'offset</i>	<i>3-45</i>
3.3.4	<i>Remèdes.....</i>	<i>3-48</i>
3.3.5	<i>Analyse des circuits du premier lot.....</i>	<i>3-50</i>
3.3.6	<i>Comparateur</i>	<i>3-50</i>
3.4	Mesure de bruit	3-52
3.4.1	<i>Principe de la méthode</i>	<i>3-52</i>
3.4.2	<i>Résultats de la mesure de bruit interne du circuit</i>	<i>3-52</i>
4	Détection de particules α avec le circuit AlphaRad.	4-54
4.1	Americum 241 : source α	4-55
4.1.1	<i>Mesure de l'activité de la source.....</i>	<i>4-56</i>
4.1.2	<i>Protocole de mesure</i>	<i>4-56</i>
4.1.3	<i>Activité de la source</i>	<i>4-58</i>
4.2	Tests à distances variables	4-58
4.2.1	<i>Réglage du discriminateur.....</i>	<i>4-59</i>

4.2.2	Résultats	4-60
4.3	Rappel de la perte d'énergie des particules chargées dans la matière (modèle de Bohr et équation de Bethe – Bloch)	4-61
5	La nouvelle carte multi-circuits.....	5-65
5.1	Nouveau jeu de circuits	5-66
5.2	Nouveau système de test.....	5-66
5.2.1	Mise en pratique.....	5-66
5.2.2	Discussion des possibilités d'amélioration	5-67
5.3	Mezzanine supportant l'AlphaRad.....	5-67
5.4	Carte principale multi-chips	5-68
5.4.1	Fonctionnalités	5-68
5.4.2	Mise en route	5-69
5.4.3	Logiciel d'acquisition	5-70
5.4.4	Données issues du convertisseur	5-70
5.4.5	Temps mort du système.....	5-72
5.4.6	Discrimination numérique.....	5-72
5.5	Nouvelle série de circuits	5-75
6	Simulations détaillées et tests en source.	6-76
6.1	Outils de simulation	6-77
6.2	Simulations SRIM.....	6-77
6.2.1	Perte d'énergie des α dans le silicium.....	6-78
6.2.2	Géométrie	6-80
6.2.3	Résultats de simulation TRIM	6-81
6.2.4	Simulations Geant4.....	6-85
6.2.5	La comparaison avec les tests.....	6-99
7	Circuit AlphaRad appliqué au radon.....	7-102
7.1	Radon et descendants.	7-103
7.2	Mise en équation de la chaîne radioactive	7-103
7.2.1	Équation générale.....	7-103
7.2.2	Application au radon	7-104
7.2.3	Banc de mesure du laboratoire	7-107
7.2.4	Simulation d'émetteurs α en suspension dans l'air	7-110
7.2.5	Mesures à 1 kBq.m^{-3} : préliminaires.....	7-112
7.2.6	Problème d'attachement aux parois.....	7-113
7.2.7	Facteur de conversion surface - volume	7-113
7.2.8	Prise de données	7-113
7.2.9	Facteur de conversion : premier calcul	7-118
7.2.10	Le système de test BACCARA et les mesures en mode passif.	7-118
7.2.11	Résultats des mesures à différentes activités.	7-122
7.2.12	Synthèse des résultats obtenus pour le mode passif.....	7-123
7.3	Collection active des aérosols	7-123
7.4	Le banc de mesure BACCARA (Saclay)	7-124
7.4.1	Finalités et caractéristiques.....	7-125
7.4.2	Génération d'aérosols	7-125
7.4.3	Mesures actives dans BACCARA	7-127
8	Perspectives	8-132
8.1	Prototype de taille réelle avec quatre AlphaRad	8-133

8.2	Vers un AlphaRad 2	8-134
9	Annexes	9-138
9.1	Synoptique du prototype final	9-139
9.2	Bibliographie	9-140
9.3	Table des figures.....	9-143
9.4	Liste des tableaux	9-147

Introduction

L'exposition du public au gaz rare ^{222}Rn dans les habitations ou les lieux de travail fait l'objet d'une prise de conscience croissante des autorités et entraîne une réglementation sanitaire au niveau européen de plus en plus contraignante. Les méthodes traditionnelles de détection du radon étant notoirement insuffisantes en termes de performance, de coût et de flexibilité, notre laboratoire a entrepris le développement d'un dispositif électronique qui s'appuie sur les avancées instrumentales récentes en instrumentation et microélectronique pour la physique des particules.

Dans cette thèse d'instrumentation nucléaire, nous présentons d'abord le cœur du dispositif, un circuit intégré en technologie CMOS qui assure à la fois les fonctions de capteur et de traitement électronique. Les tests en source du circuit AlphaRad s'appuient sur des simulations détaillées faisant appel aux suites logicielles standard en physique subatomique (GEANT4). Nous décrivons ensuite ainsi les différents prototypes de cartes électroniques ayant servi pour les tests en atmosphère de radon: carte multi-fonctions pour les tests conjoints avec capteurs à pixels, carte à trois circuits pour les tests de collection d'aérosols et enfin carte miniaturisée au format CB, avec double détection gaz+aérosols.

Les tests ont été conduits sur un banc de mesure calibré, disponible au Laboratoire de Mesure et d'Analyse des Aérosols de l'IRSN à Saclay, et une excellente linéarité a été obtenue sur une très large gamme d'activités volumiques (jusqu'à 80 kBq.m^{-3}). Un circuit de deuxième génération est proposé, qui permettra d'augmenter la sensibilité de l'ensemble d'un facteur 8.

Ce travail a donné lieu à 5 publications dans des revues à comité de lecture et à plusieurs présentations lors de conférences.

1 Généralités sur le Radon

1.1 Aperçu historique

En 1901, moins de dix ans après les découvertes de W. Röntgen et H. Becquerel en 1895, le chimiste Allemand Ernst Friedrich Dorn [1] met en évidence un gaz radioactif inerte en étudiant la chaîne de désintégration du radium ; il l'appelle émanation de radium. Cependant en 1899, un isotope plus rare, le ^{220}Rn a été observé en premier par deux physiciens britanniques : R.B. Owens and Ernest Rutherford. En 1902, F. Giesel pense découvrir un nouvel élément à partir de l'actinium : « *L'émanium* ». Ce n'est que plusieurs années après que l'on découvre que ces gaz de durées de vie différentes étaient des isotopes d'un même élément : le radon. En 1908, William Ramsay et Robert Whytlaw-Gray l'isolent, pèsent l'émanation et lui attribuent la masse atomique 222 (le plus lourd gaz connu à cette époque) et le nomment niton (du latin *nitens* qui veut dire briller) ; ils lui attribuent le symbole Nt. « L'expression émanation de radium est fort incommode ; il est certain que c'est un élément aussi bien caractérisé que les autres, avec son spectre, ... nous faisons la proposition de le nommer niton, brillant pour rappeler ses propriétés phosphorescentes » [2].

A partir de 1923, il fut appelé radon, terme retenu par une commission internationale. Marie Curie emploie ce terme pour la première fois en 1924.

Le radon est un gaz noble de numéro atomique 86, inodore et incolore. Sa densité est 7.5 fois plus grande que l'air, ce qui en fait un des gaz rares les plus lourds.

1.2 Origine et formation

Le radon se forme lors de la désintégration radioactive du radium. Le radium est lui-même présent sous forme de plusieurs isotopes descendant de l'uranium et du thorium présents dans la couche terrestre. Ces gaz se forment à l'intérieur des cristaux ou des grains solides des roches et des matériaux de construction qui renferment de l'uranium ou du thorium. La majorité des atomes restent prisonniers du réseau cristallin, mais une partie de ces atomes de radon, selon la porosité du sol, la taille des grains, l'humidité ou la proximité d'un pore, arrive à migrer vers les pores. Ces gaz sont ensuite transportés vers la surface du sol par convection et diffusion.

On appelle exhalation le processus d'émanation et de transport ; le radon est ainsi véhiculé dans différents milieux pour émerger à la surface du sol. Les détails de ces procédés de transport restent encore peu connus, car le coefficient d'émanation (rapport du nombre d'atomes ayant quitté le solide sur la quantité de radon produite par le radium du solide) peut varier de 1 à 90 % selon la valeur de différents paramètres (température, humidité, nature des sols, etc.). La structure et les défauts du réseau cristallin peuvent créer des canaux qui favorisent l'émanation, de même que l'humidité, car le radon est soluble dans l'eau.

Le flux d'émission du radon (la quantité qui arrive à l'air libre par unité de temps et par unité de surface) dépend de la concentration en radon dans les sols et des conditions météorologiques. Ce flux augmente avec le taux d'humidité du sol et diminue avec la pression atmosphérique.

Le radon se dilue ensuite dans l'air extérieur en fonction des conditions de diffusion atmosphérique liées de nouveau à la météorologie et à l'orographie. On observe couramment

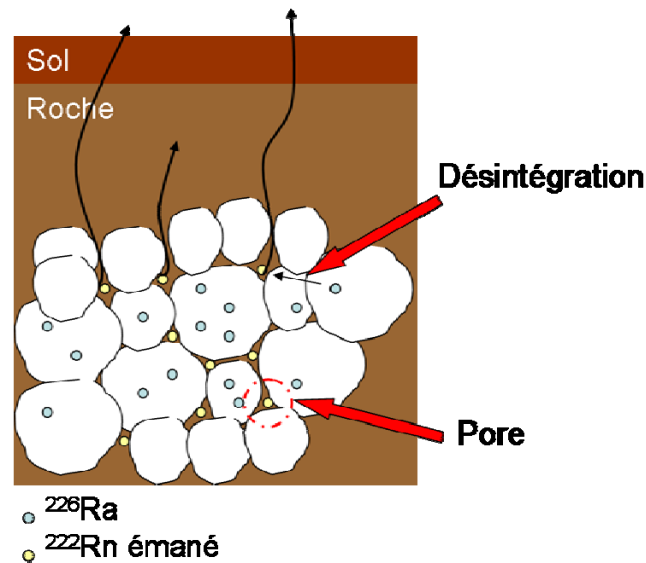


Figure 1-1 : Formation du radon dans le sol, émanation et transport.

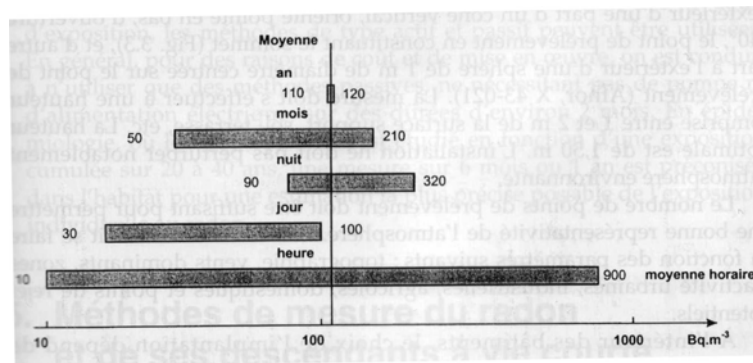


Figure 1-2 : Variations des valeurs moyennes des concentrations en radon dans l'atmosphère sur trois ans [3].

On connaît 27 isotopes du radon, depuis l'isotope 200 jusqu'à l'isotope 226. Les trois isotopes principaux ont pour masse atomique 219, 220 et 222. Ils sont issus de chaînes de désintégration différentes qui ont pour origine des éléments à durée de vie très longues. Ces isotopes et leurs caractéristiques sont décrits dans le Tableau 1.

Précurseur	Période radioactive (ans)	Isotope de radium	Isotope de radon	Nom	Énergie de recul (keV)	Type de désintégration	Énergie alpha (MeV)	Période radioactive
^{235}U	$7.04 \cdot 10^8$	^{223}Ra	^{219}Rn	<i>actinon</i>	103	α	6.8	3.96 s
^{232}Th	$1.405 \cdot 10^{10}$	^{224}Ra	^{220}Rn	<i>thoron</i>	103	α	6.3	55.6 s
^{238}U	$4.458 \cdot 10^9$	^{226}Ra	^{222}Rn	<i>radon</i>	86	α	5.5	3.82 jours

Tableau 1 : Isotopes principaux du radon[3]

1.3 Produits de filiation

Les produits de filiation des deux isotopes du radon les plus représentatifs sur Terre sont représentés sur les deux figures suivantes. Il faut noter que les courtes périodes radioactives de l'actinon et du thoron (voir tableau et figures) rendent leur concentration et activité volumique très faible. La radioactivité de l'air est donc due essentiellement au radon (^{222}Rn).

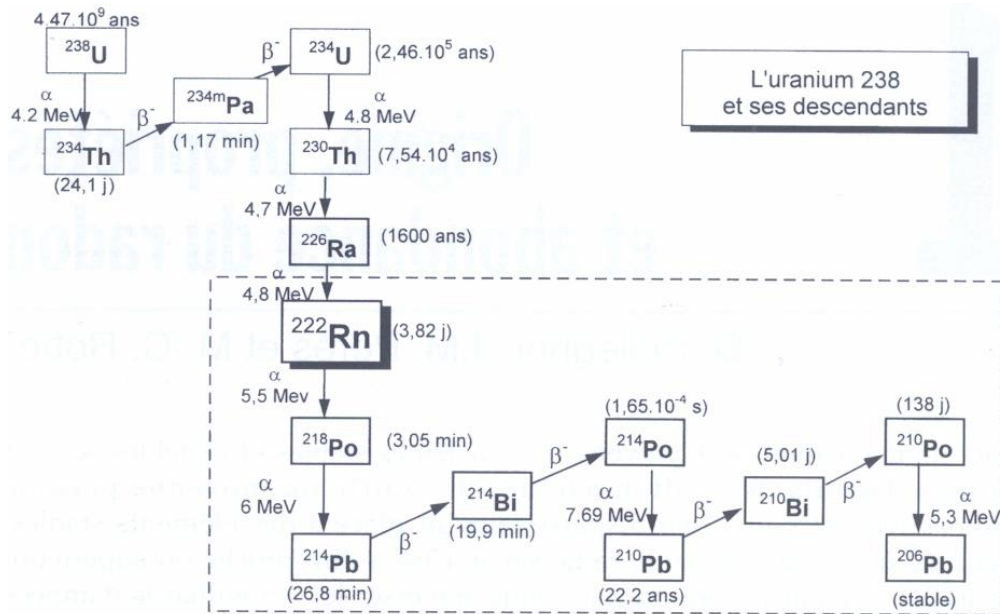


Figure 1-3 : Chaîne de désintégration de l' ^{238}U [3].

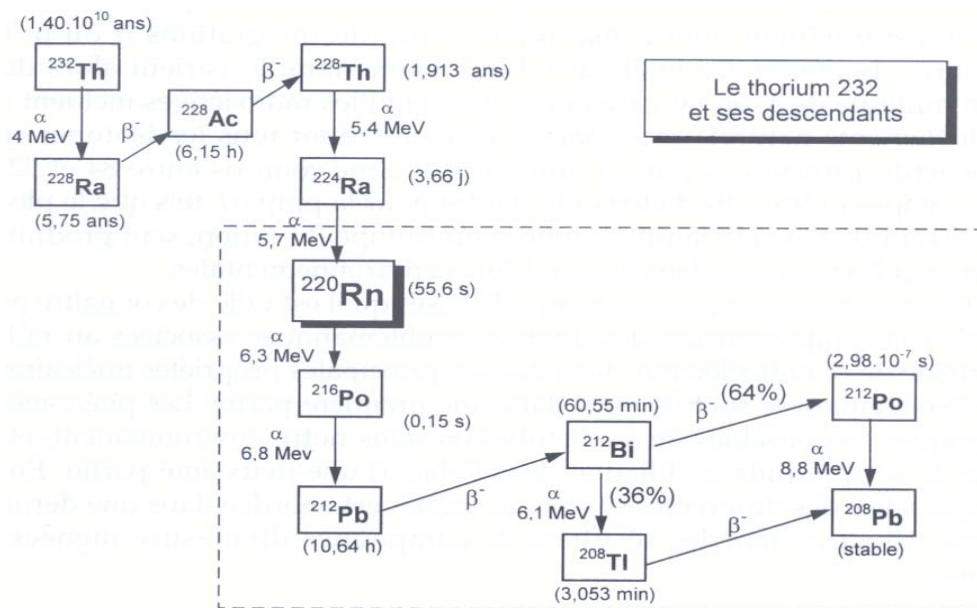


Figure 1-4 : Chaîne de désintégration du ^{232}Th [3].

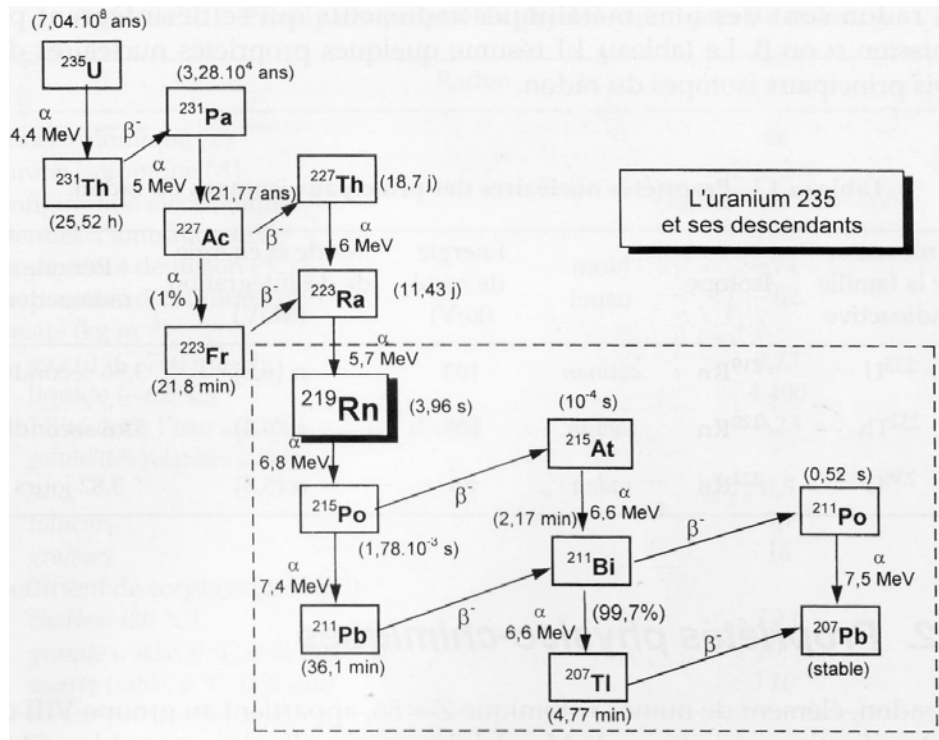


Figure 1-5: Chaîne de désintégration de l' ^{235}U [3]

Ces produits de filiation sont présents dans l'air sous forme de particules micrométriques et submicrométriques. En effet, les radionucléides issus de la désintégration du radon du fait de leur réactivité élevée (production majoritairement d'ions ^{218}Po de charge positive) peuvent réagir avec les gaz en trace dans l'air ou se fixer sur les aérosols (Figure 1-6). Ces ions extrêmement mobiles (vitesse moyenne $\sim 400 \text{ m.s}^{-1}$, à $T = 300 \text{ K}$) se fixent très rapidement sur les aérosols ambiants et se désintègrent ensuite en ^{214}Pb et ^{214}Bi qui donne le ^{210}Pb (de période 22 ans). Les aérosols qui renferment le ^{210}Pb participent donc très peu à l'activité du radon par rapport aux aérosols qui fixent des descendants à vie courte, soit donc essentiellement ^{214}Po et ^{218}Po pour la désintégration α (et ^{214}Pb et ^{214}Bi pour la désintégration β).

1.4 Fraction libre, fraction attachée

Les descendants du ^{222}Rn existent sous deux formes distinctes et sont classés en fonction de leur taille (le détail des différents processus est donné Figure 1-6) :

- Les descendants du ^{222}Rn chargés ou neutres qui ne sont pas attachés à des aérosols sont appelés fraction libre. Ils peuvent participer à des réactions chimiques et aux formations d'amas « clusters ».
 - La dimension des particules classées dans la fraction libre est comprise entre 0.5 et 5 nm de diamètre.
- Les descendants qui sont fixés sur les aérosols (attachés à des substrats) constituent la fraction attachée.
 - La taille de la fraction attachée est comprise entre 5 nm et 3 μm .

L'attachement est un processus dans lequel la fraction libre des descendants du ^{222}Rn (les atomes, les ions ou les clusters) de par leurs mouvements aléatoires dans un gaz entrent en collision avec un aérosol ambiant et forment un ensemble nouveau : l'aérosol émetteur α .

Pour préciser la notion de vitesse d'attachement, on définit en théorie classique de la diffusion un coefficient d'attachement β de la forme $\beta(d) = 2\pi Dd$, où D est le coefficient de diffusion [4] et d le diamètre de l'aérosol.

Ce modèle simple est susceptible de divers raffinements mais tous conduisent à une valeur maximale de $\beta \sim 10^{-5} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (pour un diamètre d'aérosols de 200 nm). Cette valeur du coefficient d'attachement signifie que pour une concentration d'aérosols typique (en intérieur) de 1000 particules / cm^3 , le temps d'attachement est de l'ordre du centième de seconde. La fraction non-attachée est très variable, de l'ordre de 5 à 30 % selon les conditions (diamètre des aérosols, concentration, humidité).

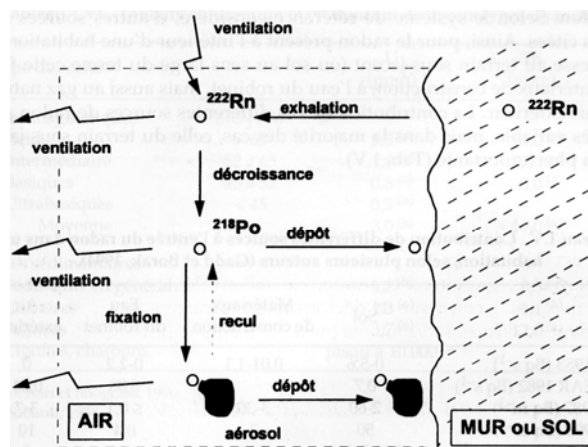


Figure 1-6 : Mécanismes de formation des clusters, attachement et détachement (il faut ajouter à cela les phénomènes d'échange de charge [3]).

1.5 Environnement et habitations

Le radon est produit à partir de l'uranium contenu dans les sols ; les sols granitiques libèrent plus de radon que les terrains sédimentaires en raison de leur plus grande concentration d'uranium (par exemple en Bretagne, Figure 1-7). La moyenne des mesures en France est de $90 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-3}$, $20 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-3}$ au Royaume-Uni et de $108 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-3}$ en Suède.

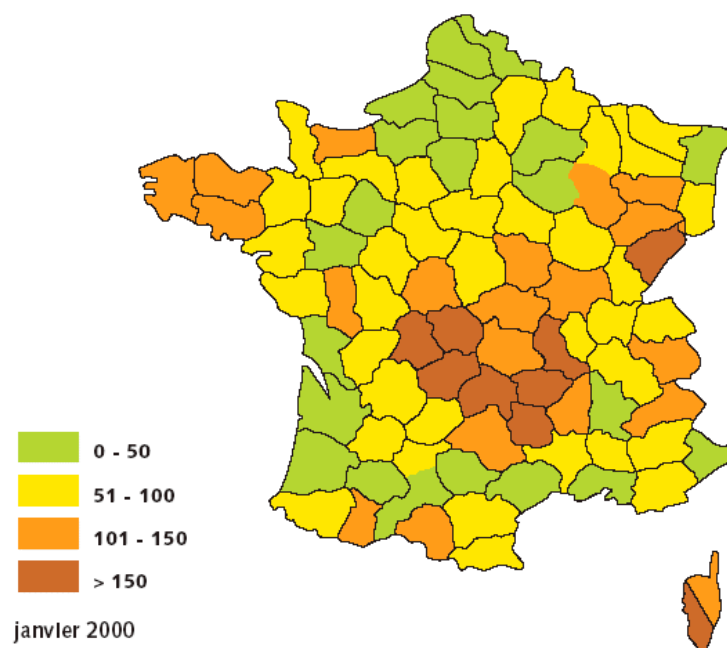


Figure 1-7 : Moyennes des activités volumiques de radon (Bq.m^{-3}) par département [5]

Dans les habitations, la concentration en radon est généralement plus importante que dans l'atmosphère extérieure, car le taux de renouvellement de l'air est plus faible. La Figure 1-8 nous montre les différentes voies de pénétration du radon dans les habitations. Le radon provient du sol et des matériaux de construction, avec une concentration souvent plus élevée pour l'eau des sols granitiques.

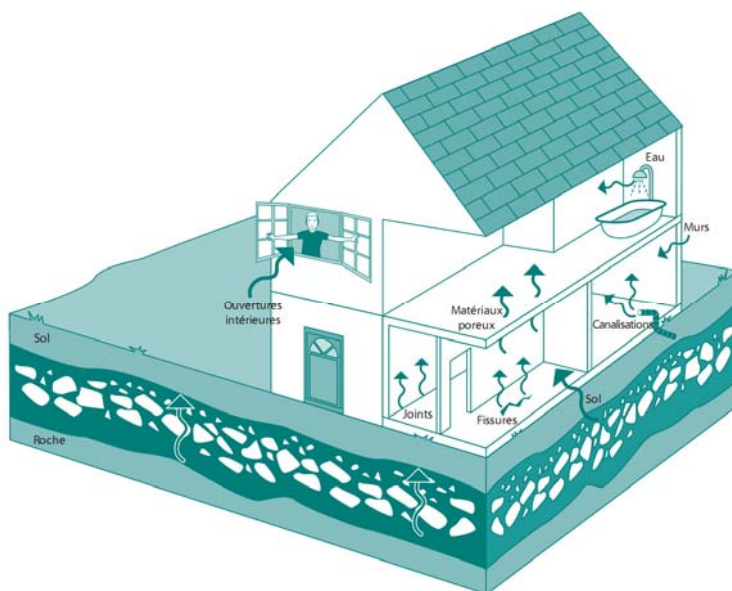


Figure 1-8 : Les voies de pénétration du radon dans les habitations [6].

L'Autorité de Sûreté Nucléaire [6] et le Centre Scientifique et Technique du bâtiment [7] préconisent des mesures préventives permettant de réduire l'exposition au radon dans les habitations.

1.6 Risques liés au radon

Au XVI^e siècle, deux médecins observèrent un taux élevé de décès chez des mineurs de charbon de la région du Schneeberg en Allemagne. Cette maladie sera identifiée en 1879 comme étant le cancer des poumons. L'exploitation accrue des mines d'uranium a permis de constater dans les années 1940 une augmentation des cancers des poumons chez les mineurs. Mais ce n'est que dans les années 1950 que l'exposition aux descendants du radon comme agent cancérigène de l'arbre trachéo-bronchique est établie. Enfin, en 1987 le radon a été reconnu par le Centre International de la Recherche sur le Cancer (CIRC) cancérigène pulmonaire pour l'homme sur la base des résultats des études expérimentales animales et des études épidémiologiques menées chez les mineurs de l'uranium.

Toutes ces études épidémiologiques [8] et [9] visent à mettre en évidence la contribution de l'exposition au radon dans les cas de cancers du poumon. En fonction des modèles de risques [10], entre 1200 et 2900 décès par cancer du poumon seraient attribuables à l'exposition domestique au radon en France (entre 5 et 12 % des cas de cancer du poumon en France).

Toutes les précautions, moyen de mesures, facteurs de conversions, calcul de doses et épidémiologie dus au radon sont définis par des circulaires internationales telles que celles de l'UNSCEAR [11] et la CIPR 64 et 65 qui réévaluent de façon continue et plus précise les méthodes, facteurs et paramètres.

Le radon représente le tiers de l'exposition moyenne de la population aux rayonnements ionisants. C'est la principale source d'exposition naturelle et la deuxième source après les expositions médicales (radiographies...).

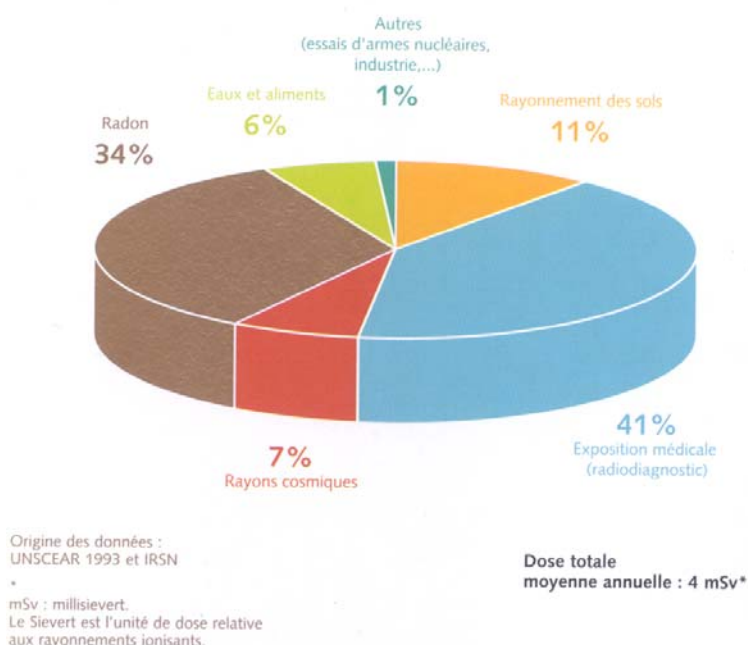


Figure 1-9 : Exposition naturelle moyenne de la population française aux rayonnements ionisants [12].

L'analyse du risque sanitaire lié au radon est complexe, la voie respiratoire est la voie principale de pénétration du radon dans l'organisme humain. Après inhalation, le radon est

rapidement réexhalé, car il a peu d'affinité avec les milieux biologiques, et en particulier le poumon. Ses descendants, au contraire, se déposent le long des voies aériennes pulmonaires selon une répartition liée à leur granulométrie. Ces descendants de vie courte irradient surtout les tissus pulmonaires proches du site de dépôt en particulier au niveau des cellules de l'épithélium bronchique.

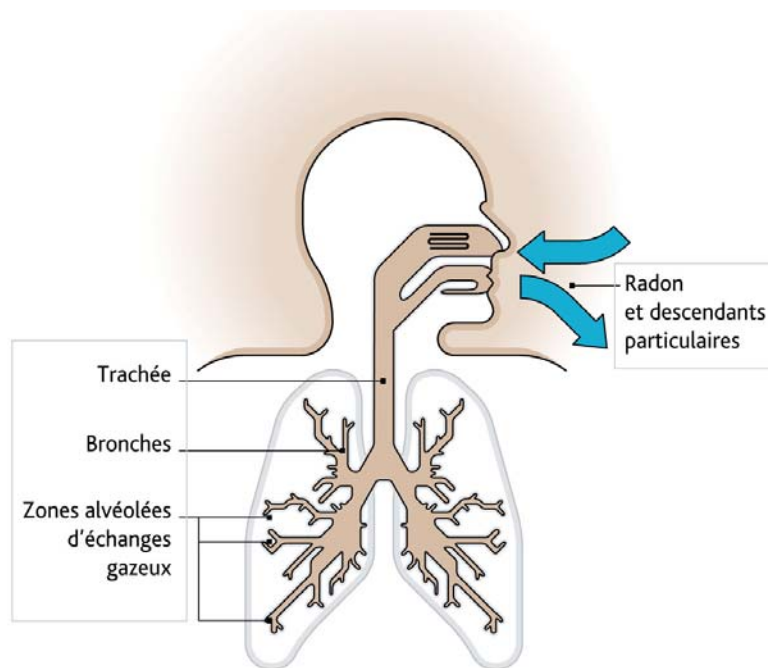


Figure 1-10 : Modes de pénétration et de fixation du radon et de ses descendants [12].

1.7 Plans d'action

Le radon reste un sujet d'actualité, de par les études épidémiologiques en cours ou, plus récemment, par les réactions gouvernementales aux risques sanitaires. Un plan d'action interministériel 2005-2008 pour la gestion des risques liés au radon a été élaboré par l'Autorité de Sûreté Nucléaire en collaboration avec diverses Directions Générales ; il consiste à développer trois axes :

- Construire une nouvelle politique de gestion du radon dans l'habitat existant et les constructions neuves
- Accompagner la mise en œuvre de la réglementation dans les lieux ouverts au public
- Améliorer et diffuser les connaissances sur les expositions et le risque liés au radon.

Les premières précautions ont été prises par la section de la radioprotection du Conseil Supérieur de l'Hygiène Publique de France (CSHPF) ; elles ont permis aux pouvoirs publics de définir des objectifs de précaution par la circulaire n°99-46 du 27 janvier 1999 [13] qui propose trois niveaux de dangerosité évalués par des méthodes de mesures intégrées (dosimètre électronique ou dosimètre film) :

1. En dessous de 400 Bq.m^{-3} , la situation ne justifie pas d'action correctrice particulière
2. entre 400 et 1000 Bq.m^{-3} , il est souhaitable d'entreprendre des actions correctrices simples
3. au-delà de 1000 Bq.m^{-3} , des actions correctrices, éventuellement d'envergure, doivent être impérativement conduites, à bref délai car on aborde un niveau de risque qui peut être important. Ce dernier niveau conduira, en fonction de sa fréquentation, à envisager la fermeture de l'établissement recevant du public jusqu'à la réalisation des actions correctrices.

Ces valeurs sont en train d'être revues à la baisse pour viser un seuil de 200 Bq.m^{-3} , ces normes sont déjà en vigueur dans certains pays comme le Canada (où il est passé de 800 à 200 Bq.m^{-3}). En effet, les études précédentes ont montré que la dangerosité du radon existe quelle que soit son activité volumique [14].

L'Organisation Mondiale de la Santé a lancé en 2005 le Projet International sur le radon dans le but de développer et de renforcer les politiques de contrôle du radon dans le monde entier. Un projet européen de recherche, Alpha-risk, a aussi vu le jour en 2005 (<http://www.alpha-risk.org>). Il porte sur la quantification des risques de cancers ou de pathologies non cancéreuses associées aux expositions cumulées aux rayonnements ionisants. Ce projet apportera une information synthétique au grand public concernant les risques aux faibles doses.

1.8 Energie alpha potentielle

La concentration du radon dans l'air est exprimée en activité volumique par mètre cube (Bq.m^{-3}). Nous avons vu que la désintégration du radon produit des radionucléides à vie courte tels que le ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi et le ^{214}Po . Le ^{214}Po n'est généralement pas pris en compte car il ne parvient pas dans les poumons, de plus sa très courte période fait que sa concentration est égale à celle du ^{214}Bi .

Ces produits de désintégration sont en général exprimés à l'aide d'une unité spéciale dédiée : l'énergie alpha potentielle de concentration EAPC (PAEC, *potential alpha energy concentration*). Cette unité, utilisée dans l'industrie du minerai d'uranium, quantifie l'influence biologique d'un mélange de produits de désintégration. Ce paramètre donne l'énergie alpha résultante de tous les produits de désintégration dans un volume connu. Les principales unités sont le MeV.l^{-1} ou le *Working Level* ($1\text{WL} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ MeV.l}^{-1}$ par définition).

Caractéristiques des produits de désintégration				
Nucléide	^{218}Po	^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Po
Demi-vie	3.05 min	26.8 min	19.7 min	$1.6 \cdot 10^{-4}$ s
Type de désintégration	α	β	β	α
Énergie α (MeV)	6	0	0	7.68
Énergie alpha-potentielle/atome (EAP) (MeV/atome)	13.68	7.68	7.68	7.68
Atomes / Bq	264	2320	1710	$0.23 \cdot 10^{-3}$
EAP par unité d'activité (MeV.Bq $^{-1}$)	3612	17820	13130	$1.8 \cdot 10^{-3}$

Tableau 2 : Calcul de l'énergie alpha potentielle pour les descendants du radon

Si le radon est en équilibre avec ses descendants, il existe une relation simple entre la concentration du radon gazeux et l'EAPC. La valeur des EAP pondérée par le nombre de descendants mesuré par unité de volume représente alors l'EAP totale.

Le calcul des différents coefficients de pondération est présenté dans le Tableau 2, on obtient :

$$EAP = 13.68 N_{^{218}\text{Po}} + 7.68 [N_{^{214}\text{Pb}} + N_{^{214}\text{Bi}}]$$

A titre d'exemple, l'énergie alpha-potentielle qui correspond à 1 Bq d'activité est donc 34562 MeV (dernière ligne du tableau).

Le *Working Level* peut également être exprimé en Bq.m $^{-3}$, cette définition historique vient de l'utilisation du Curie comme unité (1 Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq) et donc 1 WL = 3700 Bq.m $^{-3}$. Exprimé en énergie, 1 WL correspond à une EAP de 127870 MeV.l $^{-1}$.

Facteur d'équilibre :

La concentration d'équilibre (CE) est telle qu'au maximum, on mesure 1 WL (3700 Bq.m $^{-3}$)
En général, la valeur de la concentration d'équilibre est plus petite que la concentration réelle du radon ; on peut ainsi définir un facteur d'équilibre par le rapport entre la concentration du radon (C_{Rn}) et la CE, ou alors de manière plus précise par un rapport d'énergies alpha potentielles :

$$F = \frac{EAP_v}{5.54 \times 10^{-9} \cdot A_v},$$

avec $5.54 \cdot 10^{-9}$ qui représente l'énergie alpha potentielle par unité d'activité du gaz radon.

Ce facteur d'équilibre est donc compris entre 0 et 1 ; dans les habitations la CIPR recommande de prendre comme facteur 0.4 [15] (le radon s'attache fortement aux poussières de l'air non brassé), l'UNSCEAR2000 table sur une valeur moyenne de 0.4 [11].

1.9 Moyens de mesure de la concentration du radon

La mesure du radon et de ses descendants se fait en suivant les normes codifiées par l'AFNOR [16], [17] et [18]. Ces normes distinguent trois techniques de mesure qui peuvent être classées en trois catégories selon les caractéristiques du prélèvement d'air : ponctuelles,

continues et intégrées. Des campagnes d'inter-comparaisons sont régulièrement menées afin de vérifier la pertinence des moyens de mesure [19].

Tous les systèmes de mesure de l'activité volumique du radon utilisent la détection des particules α émises par la chaîne de désintégration ; les phénomènes physiques produits par ces rayonnements permettent de concevoir différents types de détecteurs. On distingue donc les cas suivants :

- Le phénomène d'ionisation dans un milieu gazeux (resp. solide) qui se mesure directement dans une chambre d'ionisation (resp. un solide aux propriétés particulières tel que le silicium).
- Les phénomènes physico-chimiques qui modifient les propriétés du matériau par la création de pièges ou de défauts dans le réseau cristallin, par exemple le détecteur solide de traces nucléaires.

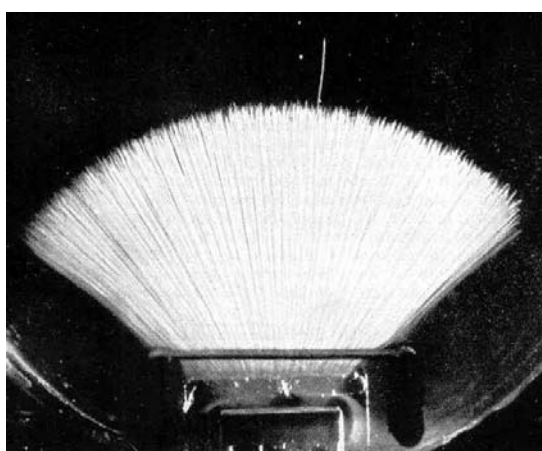


Figure 1-11 : Traces de particules α de ^{214}Po (7.69 MeV) dans une chambre à brouillard [20].

Ces détecteurs peuvent être classés en deux grandes catégories : passifs et actifs.

1.9.1 Détecteurs passifs

L'utilisation d'un détecteur passif entraîne généralement la modification physique de celui-ci après une période de mesure qui peut être très longue. Les mesures intégrées consistent par exemple en une accumulation de traces, de nombres de charges, d'atomes, etc. Ces systèmes de mesure fonctionnent sans circulation forcée d'air. L'inconvénient immédiat de ce type de détecteurs est la saturation : si les modifications physiques précédentes sont trop importantes aucune lecture ultérieure n'est possible. Un autre inconvénient est le lissage dans le temps de l'information alors que les fluctuations journalières ou l'effet de la ventilation sont des paramètres importants. Enfin, ces détecteurs demandent un traitement a posteriori pour évaluer la mesure de la concentration. Nous passons en revue les plus importants de ces systèmes.

1.9.1.1 Charbon actif

Un détecteur à charbon actif est constitué d'un container rempli de pastilles de charbon placé dans le milieu à mesurer ; le charbon piège les descendants solides à vie courte. La

concentration en radon est obtenue en mesurant par spectrométrie gamma ou scintillation liquide l'activité du ^{214}Pb et du ^{214}Bi . Le charbon actif est fortement dépendant de la pollution de l'air ambiant car de faibles contaminations chimiques dégradent le charbon et donc les mesures.

1.9.1.2 Détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN)

Ce type de détecteur enregistre les impacts ou traces des particules α émises par le radon et ses descendants. Les DSTN sont des polymères soigneusement sélectionnés pour leur sensibilité aux particules α ce que leur permet d'être utilisés comme dosimètre de faible coût dans des petits boîtiers en plastique. Un traitement chimique destiné à révéler les traces doit être appliqué au détecteur. La concentration du radon est obtenue à partir du comptage des traces sous un microscope ou en utilisant un système automatisé après normalisation [21].

La particule α dépose son énergie dans le polymère, provoquant une zone de dommages à l'échelle moléculaire : la trace latente. Ce détecteur ne modifie pas le milieu dans lequel il est placé, il enregistre et conserve simplement les traces. Ces enregistrements peuvent donc être relus ultérieurement.

On peut distinguer deux types de DSTN :

- Les DSTN épais sont des polycarbonates (CR39, Makrofol, etc.). Ce sont des lames de plexiglas de l'ordre du millimètre d'épaisseur. Les traces obtenues sont de petits défauts de tailles différentes à la surface du détecteur. Le DSTN utilisé au sein de notre groupe est le CR39, polymère de carbonate d'allyldiglycol ($\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$), amorphe, transparent et très sensible aux rayonnements ionisants. Il est utilisé dans la fabrication de verres de lunettes. Pour compter le nombre de traces détectées, un développement chimique ou électrochimique est nécessaire [21] ; il révèle des traces elliptiques qui représentent les angles ($< 75^\circ$) et les énergies des particules α incidentes. La gamme d'énergie détectable est de 0.5 à 20 MeV.
- Les DSTN minces sont des films KodakTM LR115, soit une couche de nitrocellulose ($\text{C}_6\text{H}_8\text{N}_2\text{O}_9$) de 12 μm d'épaisseur en moyenne sur un support inerte de 100 μm en polyester. Ce type de film est très sensible ; sa gamme d'énergie s'étend de 1.4 à 4.7 MeV, avec des angles d'incidence inférieurs à 50° . Le film est avantageusement utilisé dans les champs mixtes, car il est insensible aux électrons. La révélation par traitement chimique laisse un trou de 1 à 15 μm de diamètre pour chaque impact. L'activité volumique est une fonction linéaire du nombre de traces détectées.

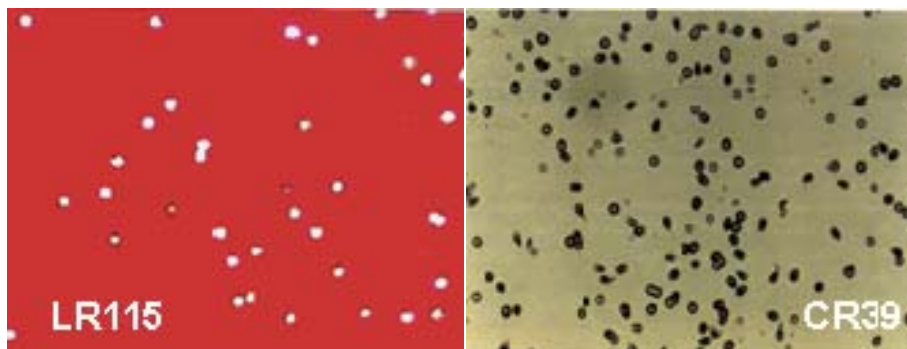


Figure 1-12 : DSTN LR115 et CR39.

1.9.1.3 Chambres à électret

Ces chambres se composent d'un disque (électret) en Téflon™ chargé positivement et d'une petite chambre d'ionisation en plastique. La lecture se fait grâce à un dispositif extérieur qui mesure la charge de l'électret. La différence de charge et le temps d'exposition permettent de déterminer l'activité volumique du radon.

La Figure 1-13 nous montre une chambre à électret ; un filtre permet de s'affranchir des descendants solides du radon. Lorsque le radon diffuse à l'intérieur de la chambre, les particules α ionisent les molécules d'air ; les ions positifs se fixent sur les parois de la chambre et les charges négatives sont attirées par le disque en Téflon™ où elles se recombinaient avec les charges positives initialement déposées. Ces recombinaisons contribuent à diminuer progressivement la charge de l'électret qui doit subir une charge complète du disque pour être à nouveau utilisé (cette opération est réalisée par le constructeur).

Le rayonnement gamma ambiant contribue également à décharger l'électret ; la mesure de cette contribution au bruit de fond est nécessaire : elle sera prise en compte dans l'évaluation de la concentration en radon. Ces détecteurs fonctionnent sur le long terme avec un pas de temps généralement mensuel.

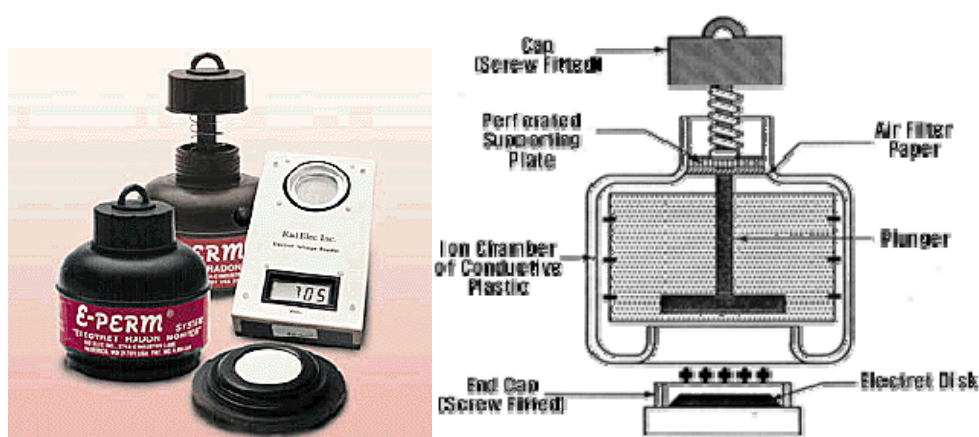


Figure 1-13 : Caractéristiques de la chambre d'ionisation à électret

1.9.2 Détecteurs actifs

Ces détecteurs, contrairement aux précédents, permettent des mesures en temps réel, continues et instantanées de l'évolution de l'activité volumique du radon. Ces détecteurs fonctionnent souvent avec une circulation forcée d'air. Les détecteurs du type chambre d'ionisation souffrent d'un problème qui est la pollution à long terme de la chambre par des éléments lourds tels le ^{210}Pb , surtout à forte activité, contribuant ainsi à augmenter le bruit de fond du fait de sa plus longue période (22.2 ans).



Figure 2.1. L'ancêtre de la méthode de mesure du flux de radon du sol par chambre d'accumulation... Tout y est, jusqu'à l'électrode centrale portée à un potentiel négatif, pour y collecter les descendants du radon.

Figure 1-14 : Une des premières méthodes de mesure des émanations de radon (1904) [3].

1.9.2.1 Chambre d'ionisation (polarisation)

Elle repose sur l'ionisation d'un gaz par le passage de la particule α . Les électrons ou les ions positifs sont collectés sur une électrode centrale polarisée. La charge déposée est proportionnelle à l'énergie du rayonnement. Un appareil commercial communément utilisé pour la mesure de l'activité volumique du radon jusqu'à 2 MBq.m^{-3} est l'Alphaguard (Figure 1-15).

Le gaz ambiant diffuse à travers une membrane en fibre de verre (filtrage des aérosols) et pénètre dans la chambre polarisée à 750 V. Les impulsions de courant produites par les charges générées lors des désintégrations sont analysées au travers de trois filtres (un passe-bas mesure le courant de référence, un passe-bande mesure le bruit de fond, un passe-haut fait l'analyse de la forme d'impulsion). Le constructeur précise qu'un délai de 20 à 30 minutes, dû principalement à la diffusion dans la chambre et à l'initialisation de l'algorithme, doit être respecté afin d'obtenir une mesure fiable.

L'appareil permet en outre d'enregistrer les paramètres métrologiques tels que l'humidité, la pression et la température, qui influent sur l'activité volumique du radon dans l'air.

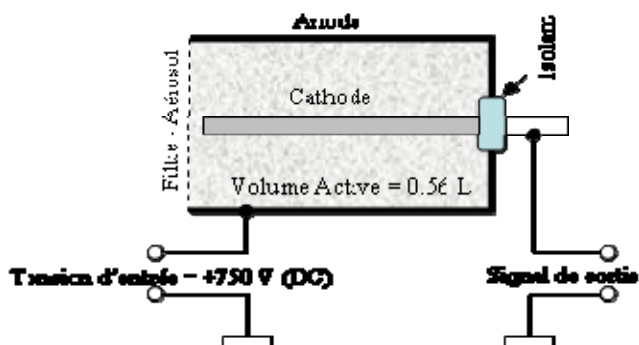


Figure 1-15 : La chambre d'ionisation Alphaguard.

Le Rad7 (Figure 1-16) est un appareil commercial qui mesure en continu l'activité volumique du radon dans l'air et dans l'eau. Le système de détection utilise une collection électrostatique des émetteurs α (un dispositif spécial est requis pour les mesures dans l'eau), il fait ensuite une spectrométrie. La haute tension dans le conducteur est de 2000 V. L'instrument utilise un microprocesseur pour calculer l'activité volumique du radon. Cet appareil est lourd (5 kg) et encombrant. Le constructeur préconise un temps délai de trois heures avant l'obtention d'une mesure fiable (temps d'initialisation de l'algorithme).



Figure 1-16 : Le Rad7

1.9.2.2 Détecteurs à semi-conducteur (jonction)

Ces détecteurs utilisent un cristal semi-conducteur (Ge ou Si) dans lequel on crée deux zones de type n et p de dopages différents. En appliquant une différence de potentiel inverse (déplétion) entre les bornes de la jonction, on crée une zone désertée qui devient sensible. La longueur de cette zone est proportionnelle à la tension de déplétion, ainsi lorsqu'une particule traverse cette zone elle crée par ionisation des paires électron-trou qui se déplacent rapidement vers les bornes pour être collectés et génèrent une impulsion proportionnelle à l'énergie perdue par la particule ; c'est une chambre d'ionisation qui fonctionne avec un détecteur solide ; les principaux avantages sont leur résolution en énergie (keV), leur masse

volumique qui permet de détecter des dépôts d'énergie linéiques plus grands (facteur 1000 comparé aux gaz utilisés dans les chambres d'ionisation) et leur simplicité d'utilisation.

Les diodes PN, PiN (dépôt et diffusion de lithium dans la jonction pour augmenter la profondeur de celle-ci) sont largement utilisées pour faire de la spectrométrie (par exemple la détection du radon et de ses descendants).

Un exemple est le Doseman [22] (Figure 1-17) qui fonctionne avec une diode d'une surface de 2 cm^2 . La collecte des particules chargées sur la diode se fait après une collection de type électrostatique dans une chambre de 12 cm^3 . L'appareil fait une spectrométrie pour séparer le radon de ses descendants. Il peut mesurer les activités volumiques en radon de 10 Bq à 4 MBq.m^{-3} mais ne mesure pas le facteur d'équilibre. Sa résolution est de 100 keV et l'efficacité annoncée par le fabricant est de 0.22 à 0.38 coups par minute pour une activité de 1 kBq.m^{-3} .



Figure 1-17 : Détecteur à semi-conducteur : le Doseman

La mesure spécifique des descendants du radon se fait à l'aide d'un appareillage lourd et peu mobile mais très spécialisé : le Tracerlab. Il fonctionne également avec des semi-conducteurs. L'exemple suivant est utilisé à l'IRSN dans leur système BACCARA (BACCARA est un BAnC de CALibration de RAdon développé et utilisé à L'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire, IRSN), qui sera décrit en détail au paragraphe 7.4.

Le Tracerlab est un appareil destiné à des professionnels, qui mesure en continu l'activité volumique des descendants du radon à l'aide d'une diode au silicium faisant partie d'une sonde de filtration qui s'ajoute à l'unité centrale. Il utilise une spectrométrie α et un algorithme de calcul sophistiqué. Le Tracerlab utilise une pompe qui prélève l'air ambiant pour l'amener sur un filtre afin d'échantillonner les particules. Ce filtre collecte donc les descendants du radon à sa surface. Les impulsions des charges électriques dues aux rayonnements α sont enregistrées et analysées à l'aide d'un analyseur multicanaux. Cet analyseur tient compte de l'amplitude et du nombre de coups par canal, l'histogramme obtenu est envoyé à un microprocesseur qui calcule les activités volumiques et l'EAP relatives aux descendants du radon.

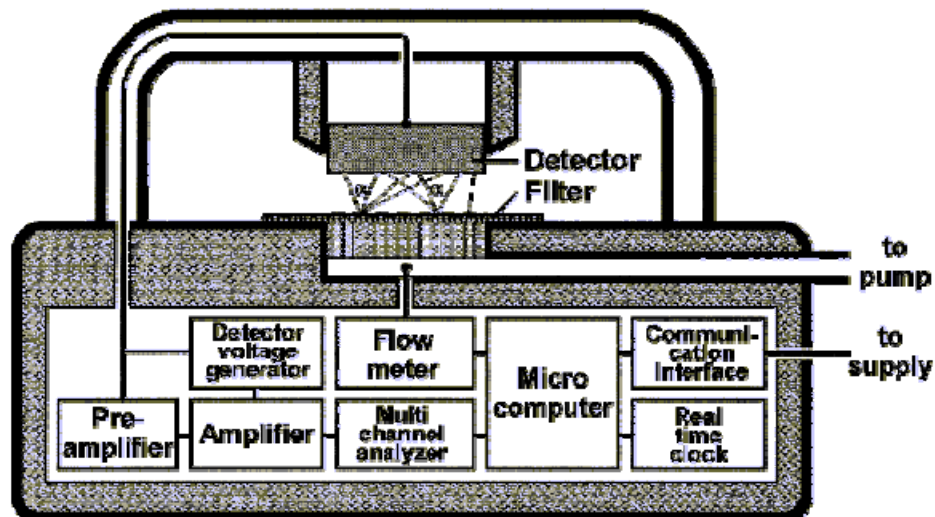


Figure 1-18 : Principe de fonctionnement du Tracerlab

L'appareil pèse environ 5 kg, c'est un appareil de mesure sur site peu mobile.

On peut considérer que le développement présenté dans cette thèse combine les propriétés de l'Alphaguard (mesure du radon gazeux) et du Tracerlab : elles se retrouvent sous la forme d'un dispositif intégré, léger et autonome.

2 Le circuit AlphaRad

La présentation précédente a détaillé les moyens actuels de mesure de l'activité du radon dans l'air qui, dans le cas d'une mesure en temps réel, tendent à privilégier l'utilisation de capteurs de type diode de silicium (barrière de surface). Un inconvénient à utiliser ce type de diode dans un capteur intégré (VLSI) vient de la grande capacité induite par la surface de détection. En revanche, les capteurs à pixels actifs permettent d'obtenir une grande surface de détection tout en ayant une capacité et un courant de fuite faibles (la surface de la diode ne fait que $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ pour un pixel de $80 \times 80 \mu\text{m}^2$). Notre laboratoire a acquis une grande compétence dans la conception et la réalisation de détecteurs intégrés monolithiques à base de pixels actifs (MAPS, Monolithic Active Pixel Sensor), essentiellement pour des applications en physique des particules [23]. Ces capteurs, d'une grande efficacité pour la détection de particules chargées au minimum d'ionisation (MIP), fonctionnant sous faible tension (5 V, voire 3.3 V) sont fabriqués à partir de silicium commercial. Il était tentant de les utiliser, en les adaptant, pour la détection des particules α émises par le radon et ses descendants. Nous allons décrire brièvement le principe des pixels CMOS pour dégager la filiation logique avec notre capteur AlphaRad. Ce capteur a fait l'objet d'un dépôt de brevet européen [24].

2.1 Principe de fonctionnement d'un capteur à pixels actifs

Ces capteurs permettent la reconstruction de traces de particules au MIP avec une résolution inférieure à $2 \mu\text{m}$ [25] et [26]. Leur principal désavantage inhérent à la conception, est la faible résolution en énergie due à leur faible épaisseur (seule une fraction de la charge est collectée et l'excès de porteurs de charges créé dans le silicium est collecté par diffusion thermique). Dans le cas de la détection des particules α émises par le radon et ses descendants un simple comptage sur une grande surface est nécessaire, en s'affranchissant de la pixélisation.

Les détecteurs de type diode au silicium utilisent la différence de dopage pour créer une jonction couplée ensuite par une différence de potentiel élevée qui désertifie une zone sur une certaine distance. Le passage d'une particule chargée dans cette zone crée par ionisation des charges (paires électron-trou) qui vont migrer sous l'effet du champ électrique dû à la différence de potentiel. Après migration ces électrons sont collectés par la diode. Les capteurs à pixels actifs fonctionnent sans l'aide d'une polarisation supplémentaire, la collection est assurée par diffusion thermique des porteurs de charges [23]. Du silicium standard peut donc être utilisé à la place de silicium haute résistivité et la « haute » tension de polarisation est de l'ordre de 5 V. Dans un silicium commercial, la longue durée de vie ($\sim 100 \text{ ns}$ [27]) des porteurs de charges en excès permet leur collection par diffusion thermique sur des diodes microscopiques, dont la surface totale est plus petite que la surface active, d'un détecteur classique macroscopique, de plusieurs ordres de grandeur.

Le premier capteur de cette génération, fonctionnant sur ce principe, a été Mimosa 1 (2000). Il est composé de quatre matrices de 64×64 pixels avec une sortie analogique. Chaque pixel (Figure 2-1) comprend la diode de collection et 3 transistors, l'un (M1) pour réaliser la remise à zéro de la diode (du pixel), un autre pour le transfert de charges (M2) et le dernier pour l'adressage (M3) car toute la matrice est lue de façon sérielle via une sortie analogique.

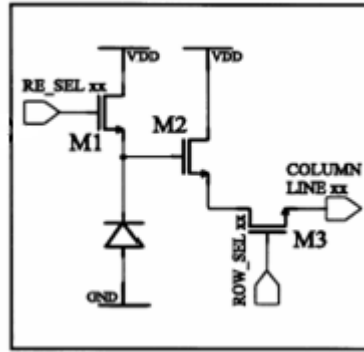


Figure 2-1: Un pixel de la matrice avec sa diode et ses trois transistors

Ses performances ont été mesurées sous un faisceau de pions au CERN ; ce capteur affiche une résolution inférieure à $2\text{ }\mu\text{m}$, pour une efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation proche de 99 % [23]. L'idée du développement de l'AlphaRad va donc initialement s'appuyer sur ces résultats prometteurs. Par ailleurs, ce capteur à pixel Mimosa 1 a été utilisé dans notre premier test de détection des particules α pour le radon [28].

2.2 Concept du circuit AlphaRad

La longueur de diffusion des porteurs de charge est très dépendante du dopage ; des calculs effectués dans un cas très défavorable [29] montrent que même en prenant une durée de vie de 200 ns (les porteurs de charge parcourent une longueur de diffusion de $15\text{ }\mu\text{m}$) plus de 75 % de la totalité de la charge est collectée sur la diode pour un espacement inter-diode de $80\text{ }\mu\text{m}$.

Cette longueur de diffusion est le paramètre le plus important de la technologie utilisée (AMS 0.6 avec couche épitaxiale), elle permet donc la création de capteurs de grande surface (à l'échelle du VLSI).

Dans le cas de la technologie AMS, la jonction de la diode (n^+ /caisson-n/p) est située entre le caisson n et la zone p ; la capacité induite pour une diode de type p polarisée en inverse sous 5 V est de 2.5 fF [30], ce qui autorise la création de grandes matrices de diodes en parallèle tout en minimisant la capacité parasite. Le bruit électronique d'une telle matrice est dominé par le bruit des diodes (bruit de grenaille dû au courant de fuite), le fait de segmenter une diode de grande surface par des petites diodes réduira ce bruit d'un facteur énorme, typiquement selon le rapport $3 \times 3 / 80 \times 80 \sim 10^{-3}$ (rapport des surface de diode sur pixel).

La structure de l'AlphaRad est la suivante : le volume sensible est constitué d'une couche épitaxiale semi-résistive ($N_A = 10^{15}\text{ cm}^{-3}$) de $14\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, cette couche est délimitée sur le dessus par une couche d'oxyde de silicium et au dessous par une couche de substrat d'une qualité moindre. Les électrons créés dans la zone épitaxiale vont migrer et être collectés uniquement par diffusion thermique sur les petites diodes ($n^+/n/p$) de taille $3 \times 3\text{ }\mu\text{m}^2$. La Figure 2-2 nous montre le principe de fonctionnement de la partie capteur: une particule chargée traverse le circuit, un excès de porteurs (paires électron-trou) est créé dans la couche épitaxiale, ces paires diffusent dans cette zone et sont ensuite collectées par la diode ; le signal est converti en tension par un bloc de traitement situé en-dehors de la partie sensible. Le substrat de silicium non-épi est séparé de la zone épi par une marche de potentiel qui empêche la migration des électrons. Le signal créé dans la zone épi est piégé jusqu'à collection complète.

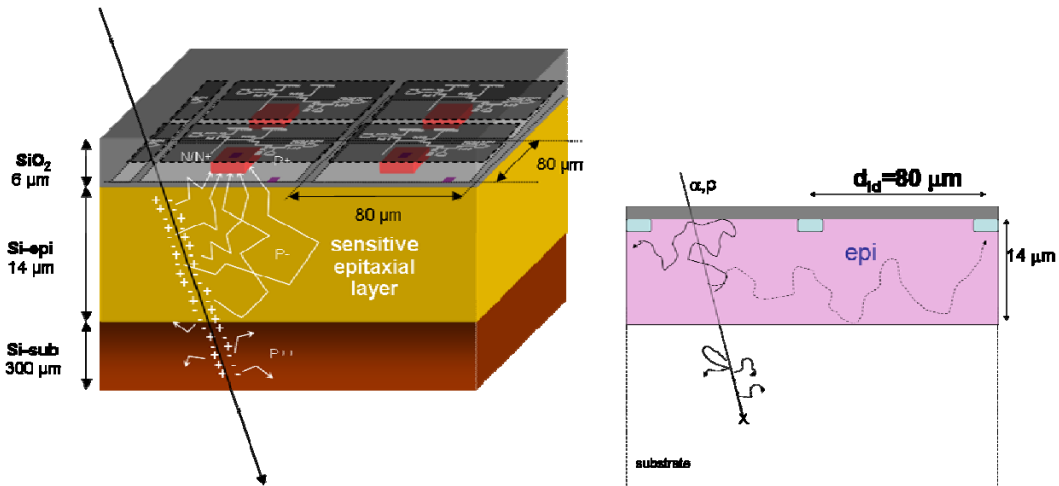


Figure 2-2: Passage d'une particule chargée dans le circuit AlphaRad

2.2.1 Schéma fonctionnel de l'AlphaRad

Le circuit AlphaRad sera donc un capteur intégré, bas bruit, à sortie unique fonctionnant à température ambiante, ayant une grande efficacité pour la détection de particules α et de protons (MeV). Une autre application très intéressante du circuit est la détection de neutrons après conversion ($n \rightarrow \alpha$ ou $n \rightarrow p$) dans un convertisseur approprié. Le capteur devra donc pouvoir fonctionner à fréquence élevée pour subir de forts taux de comptage dans le cas de neutrons ce qui impliquera une fréquence de remise à zéro de l'ordre de quelques centaines de kHz.

Les premiers résultats de détection de particules α de (^{222}Rn) ont été obtenus avec un capteur CMOS et un système d'acquisition très lourd car le circuit utilisé était pixelisé. L'AlphaRad, lui, intégrera toute la partie de traitement.

Il se présente sous la forme de deux chaînes identiques de lecture indépendantes. La chaîne inclut une partie de détection gérée par un grand transistor de *reset*, suivie d'un étage d'amplification double (une compensation d'offset est appliquée sur le deuxième étage) et d'un comparateur binaire de sortie. Les deux matrices (et chaînes de traitement associées) sont utiles pour l'application aux neutrons en utilisant dans ce cas deux types de convertisseurs différents.

L'avantage d'utiliser un « *process* » [31] de technologie standard pour la partie de détection est de pouvoir ensuite la coupler avec un traitement déjà intégré sur le même circuit. Le circuit sera donc du type « *system-on-chip* » qui délivrera une information déjà traitée. Pour une application en comptage α (ou p), l'information sur la position de cette particule n'est pas importante, on peut donc s'affranchir de l'indépendance des pixels (perte de la résolution spatiale). La partie sensible du capteur sera constituée d'une matrice de pixels interconnectés en parallèle. Le synoptique du circuit (Figure 2-3) nous montre les différentes parties depuis la collection des charges jusqu'à la prise de décision en sortie.

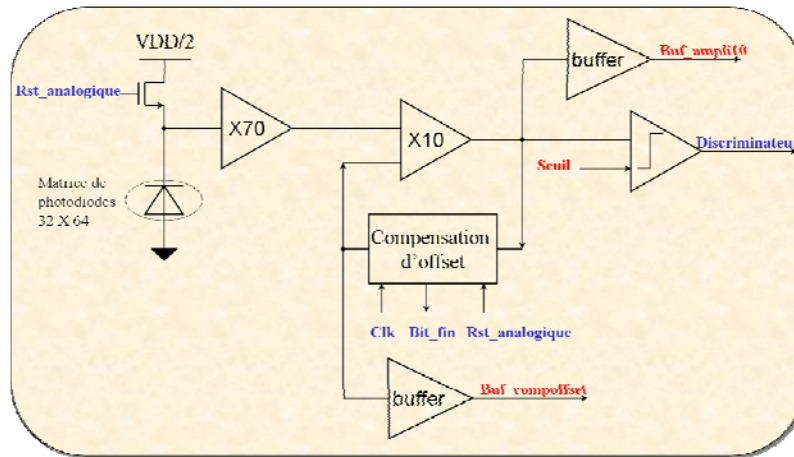


Figure 2-3: Synoptique du circuit AlphaRad.

Le circuit utilise des parties connues et simulées, les amplificateurs à transconductance sont dérivés d'un capteur magnétique développé à l'INESS (Institut d'Électronique du Solide et des Systèmes, CNRS Strasbourg) et la structure de détection fait appel au savoir-faire acquis depuis 2001 dans la conception de capteurs CMOS par le groupe de microélectronique du laboratoire (Département de Recherche Subatomique de l'IPHC à Strasbourg).

L'AlphaRad se composera de deux matrices de détection indépendantes avec leur seuil de discrimination. L'intérêt est de pouvoir opérer une sélection en énergie déposée par les particules α (ou les protons dans le cas d'une application à la détection des neutrons).

2.2.2 Description des éléments fonctionnels de l'AlphaRad

2.2.2.1 Matrice de pixels

Le pixel est caractérisé par les paramètres de la diode de collection. Cette diode est composée (Figure 2-4) par une capacité en parallèle associée à une source de courant qui symbolise le courant de fuite. Les deux paramètres : courant de fuite et capacité totale du capteur sont donnés dans le Tableau 3.

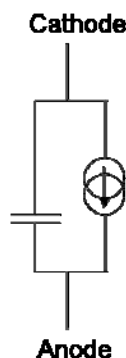


Figure 2-4: Modèle électrique de la diode, qui sert également à l'étude du bruit.

La surface active désirée de l'ordre du cm^2 ne permet pas d'être couverte par une diode unique car le courant de fuite et la capacité seraient rédhibitoires. Nous avons donc recours à

une matrice de pixels. Afin d'évaluer et de minimiser les deux paramètres que sont la capacité parasite et la source de courant par diode, la matrice de pixels a été modélisée pour tenter de trouver un équilibre entre le nombre de pixels utiles, leur disposition et la taille de la matrice (influence des longueurs de pistes sur les capacités parasites).

Plusieurs simulations sous CADENCE TM ont été effectuées en tenant compte des paramètres donnés par le fondeur sur la technologie employée, tels que : espacement minimal des diodes, capacités (3.6 fF sous 3.5 V), etc. La limite supérieure pour l'espacement des diodes est une limite physique, elle correspond à la recombinaison de paires électron-trou qui fait chuter la charge que l'on doit collecter. Le Tableau 3 donne une synthèse des simulations qui tient compte des capacités de ligne pour les pistes d'interconnexion en aluminium :

Matrice	d _{Ligne} (μm)	d _{Colonne} (μm)	C _{Capteur} (pF)	I _{Fuite} (pA)	Observations
n _C = 32, n _L = 32	61.4	125.9	29.2	2.55	Capacité et courant de fuite corrects (distance > 80 μm entre colonnes)
n _C = 64, n _L = 32	60.4	61.4	40.9	5.1	Meilleur compromis
Diode unique			282	82.4	Capacité et courant de fuite rédhibitoires dûs à la géométrie

Tableau 3: Différents modèles de matrices et leurs caractéristiques électriques.

Finalement la partie sensible du capteur sera composée de deux matrices de 32×64 pixels chacune, avec un pas inter-diode de 80 μm . Cette partie recueillera une charge de 400 000 électrons lors du passage d'une particule α (on considère un dépôt moyen de 1.4 MeV, dans les conditions de la simulation décrite au paragraphe 7.2.4, dans la couche épitaxiale et à raison d'une énergie de 3.6 eV pour la création d'une paire électron-trou dans le silicium) soit $6.4 \cdot 10^{-14}$ C. Cette charge produit un courant de 800 nA pendant 80 ns qui est le temps de diffusion et de collection. La tension de sortie est de 1.56 mV. Pour des détections successives, la diode doit être remise à zéro périodiquement (de 10 à 300 kHz) par l'intermédiaire du transistor M1 dans le cas d'une diode par pixel. Comme la structure de détection est un ensemble de pixels placés en parallèle, un seul transistor est utilisé pour la remise à zéro de la matrice entière ce qui peut générer un appel de courant important. Le fondeur donne également le courant maximum que peut supporter la grille du transistor en fonction de sa taille, elle sera donc ajustée en conséquence. Après simulation (Tableau 4), les dimensions finales de ce transistor qui se caractérisent par deux paramètres (W : largeur de la grille et L : longueur de la grille [31]) sont donc fixées à W / L = 20 / 0.6. En effet, les transistors de rapport 36 / 0,6 génèrent une pointe de courant trop forte (~ 16.5 mA) ensuite, il faut trouver un bon compromis entre la taille du transistor et le bruit thermique engendré par R_{on} ($R_{on} = 1 / (K P_n * (W/L) * (V_{gs} - V_{th}))$, paragraphe 2.2.2.4). C'est pourquoi notre choix s'est orienté vers le transistor de rapport 18 / 0,6 soit 20 / 6 en tenant compte des caractéristiques de la technologie.

W/L	36/0,6	18/0,6	9/0,6	36/6	18/6	9/6	36/0,6	36/6
$W_{\text{effectif}} / L_{\text{effectif}}$	35,9/0,25	17,9/0,25	8,9/0,25	35,9/5,6	35,9/5,9	35,9/5,9	35,9/0,25	35,9/5,9
Temps de remise à zéro (ns)	35	70	120	400	800	1500	2000	3000
Courant de grille (mA)	0,23	0,12	0,06	2,70	1,34	0,68	0,23	2,70
Courant de drain (mA)	16,53	8,50	4,30	3,00	1,52	0,774	16,61	3,00
Courant de source = pic de courant (mA)	16,59	8,51	4,30	4,30	2,20	1,10	16,63	4,30
Tension de diode (V)	2,497	2,497	2,94	2,494	2,488	2,494	2,498	2,490
Tension grille/source (V)	2,500	2,498	2,498	2,500	2,496	2,500	2,497	2,500
Tension de seuil (V)	1,15	1,15	1,16	1,48	1,49	1,50	1,15	1,48
Différence de potentiel (mV)	3	3	6	12	6	7	2	10
Résistance (R_{on}) simulée (Ω)	125	250	502	1688	3400	6800	125	1688
Résistance (R_{on}) calculée	$KP_n = 107 \cdot 10^{-6}$ A/V^2		48	98	196	1436	2900	5900
							113	1536

Tableau 4 : Simulation des caractéristiques électriques du circuit en fonction des paramètres W et L du transistor de reset de la matrice de pixel, en gras le couple de valeurs retenu.

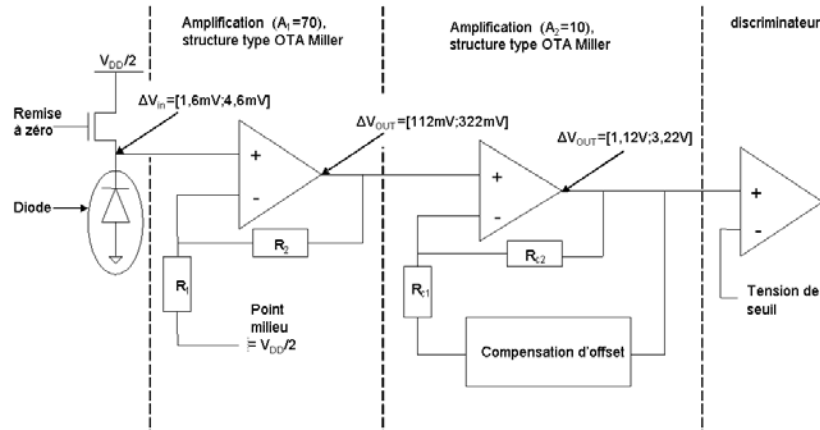


Figure 2-5 : Excursions en tension des différents étages

2.2.2.2 Etage d'amplification

Le signal délivré par la diode doit être amplifié pour être comparé à un seuil. Or, l'amplitude du signal de sortie a été fixée à 1 V pour ces 400 000 électrons, ce qui revient à amplifier d'un facteur 700 le signal fourni par la diode. L'amplitude totale en sortie est donc de [1.12 V, 3.22 V], la borne supérieure est donnée par le fait qu'une particule α peut déposer au maximum 4.5 MeV (après le parcours dans la couche d'oxyde) ce qui correspond à une tension de 4.6 mV. Les deux amplificateurs sont de type à transconductance Miller (OTA), qui ont le petit défaut de dériver dans le temps, ce qui nécessitera la mise en place de la compensation d'*offset* pour ne pas saturer l'amplificateur.

L'étage d'amplification est scindé en deux parties :

- Amplification bas bruit d'un facteur 70.
- Amplification d'un facteur 10 et compensation d'offset.

Les caractéristiques des amplificateurs sont données dans le tableau suivant :

Dynamique d'entrée en mode commun CMR±	500 mV
Excursion de sortie OUT±	1,5 V
Gain statique A_{v0}	$\geq 70 \text{ dB} = 5000$
Produit gain bande passante GBW	16 MHz
Marge de phase	67°
<i>Slew Rate</i>	$2 \text{ V} \cdot \mu\text{s}^{-1}$

Tableau 5: Caractéristiques des OTA Miller

La compensation d'offset est en général nécessaire à cause du décalage en tension aléatoire introduit lors de la conception du circuit. Cette compensation est opérée au démarrage du système, puis ensuite à une fréquence de 100 Hz. La fréquence choisie tient compte d'une dérive rapide, ce qui ne sera finalement pas le cas. Par ailleurs, 100 Hz est une valeur commode de fréquence minimale pour le calcul de bruit. Une logique de contrôle pilotera cette compensation par dichotomie pour ramener la ligne de base à son point milieu de 2.5 V. La compensation d'offset est activée à fréquence fixe tous les 100 *reset* du circuit. Elle est codée nativement en VHDL et transformée ensuite avec les outils Cadence Verilog HDL.

2.2.2.3 Comparateur

Le comparateur est le dernier étage de la chaîne de traitement, il fournit un signal numérique binaire (0 - 5 V) en fonction d'une tension seuil de référence fixée par l'utilisateur. Cette information servira à incrémenter un compteur à l'extérieur du circuit. Ce comparateur n'est pas à hystérésis ce qui nous posera des problèmes par la suite (paragraphe 3.3.4.3).

2.2.2.4 Bruit de la chaîne complète

Le bruit est principalement dominé par le bruit électronique en kT/C [32] dû à la capacité de la matrice gérée par le transistor de *reset*. Le générateur de bruit est modélisé comme une source de courant I_{fuite} en parallèle avec la capacité parasite C_{mat} connectés en série avec la résistance R_{on} du transistor (Figure 2-4). Le bruit de la résistance est un bruit thermique (filtré par $R_{\text{on}} \cdot C_{\text{mat}}$) donné par $\overline{V_{kTC}^2} = \frac{kT}{C}$ et le bruit kT/C vaut typiquement 10 μV (RMS).

La seconde source de bruit est le bruit de grenaille dû au courant de fuite de la diode équivalente du détecteur, il vaut $\overline{V_{\text{int}}^2} = \frac{qI_{\text{fuite}}}{C^2}t$ et si on considère un temps d'intégration maximal de 1 μs , le bruit est inférieur à 0.1 μV (RMS) ce qui confirme le rôle dominant du bruit dû à la capacité parasite. Dans l'approximation où le bruit de grenaille est négligé, la somme qui inclut la contribution des chaînes d'amplification est donnée par l'expression suivante :

$$ENC = \sqrt{\frac{kT}{C} + \overline{e_{OTA70}^2}} \text{ ou } \overline{e_{OTA70}^2} = \overline{e_{OTA}^2} + 4kTR_{OTA70}\Delta f$$

Cette expression retient les contributions majeures (la matrice et l'amplificateur du premier étage, le plus bruyant).

Les valeurs numériques sont $R_{OTA70} = 1 \text{ k}\Omega$ et la longueur d'intégration de la bande de fréquence $\Delta f = 250 \text{ kHz}$

Remarque : nous avons choisi comme fréquence minimale pour l'étude de bruit 0.1 Hz qui tient compte de la probabilité d'événements soit un taux de comptage de 1 Hz. Par sécurité, nous avons décidé de prendre une fréquence dix fois plus petite. La fréquence maximale est définie par le produit gain bande passante critique pour l'amplificateur de gain maximum. Ce qui se traduit par :

$$f_{\max} = \frac{GBW}{A_{70}} = \frac{16\text{MHz}}{70} \approx 250 \text{ kHz}$$

C'est la fréquence de coupure de l'amplificateur de gain 70. Pour ces raisons nous avons fixé la bande de fréquence à $\Delta f = 250 \text{ kHz}$.

Le bruit total du circuit ramené à l'entrée ainsi calculé est de 25 μV . Il est d'usage en fonction des parties où la charge est normalisée (MIP), d'exprimer le bruit ENC (*Equivalent Noise Charge*) en électrons. Toutefois, ce circuit est destiné à la détection de protons dans la gamme [1 - 10 MeV] et de particules α , nous laissons le calcul du bruit en hauteur de tension. Après amplification de 700 on obtient une valeur de 20 mV pour le circuit complet ce qui est à comparer avec un signal de 1.4 V attendu, soit un rapport signal à bruit confortable de 70.

3 Tests électriques du circuit AlphaRad

3.1 Retour de fonderie

Le circuit AlphaRad a fait partie d'un *run* multi-projets soumis à la Coordination Nationale de Formation en Micro-électronique (CNFM) à Montpellier [33]. Cette procédure permet de maximiser l'espace disponible sur un « *wafer* » de silicium afin de réduire les coûts de fabrication en regroupant plusieurs circuits issus de projets différents.

Par *wafer* [31], on désigne la tranche de silicium de 300 μm d'épaisseur qui sert de support à la fabrication des circuits intégrés. Au retour de fabrication, les circuits sont découpés par le fondeur et livrés par petits lots. Nous avons reçu un premier lot de 20 circuits, puis un second lot de 12.

3.2 Mise en place des tests

Dès réception, une série de tests / outils de tests doivent être mis en place afin de vérifier que le circuit répond au cahier des charges qui était fixé ; une caractérisation du circuit en découle.

3.2.1 Tests visuels.

Les circuits sont placés sous une loupe binoculaire afin d'examiner leur état général. Les pattes d'entrée-sortie (*pads*) sont vérifiés ; une comparaison est effectuée par rapport au nombre de blocs fonctionnels que doit comporter un circuit (Figure 3-1).

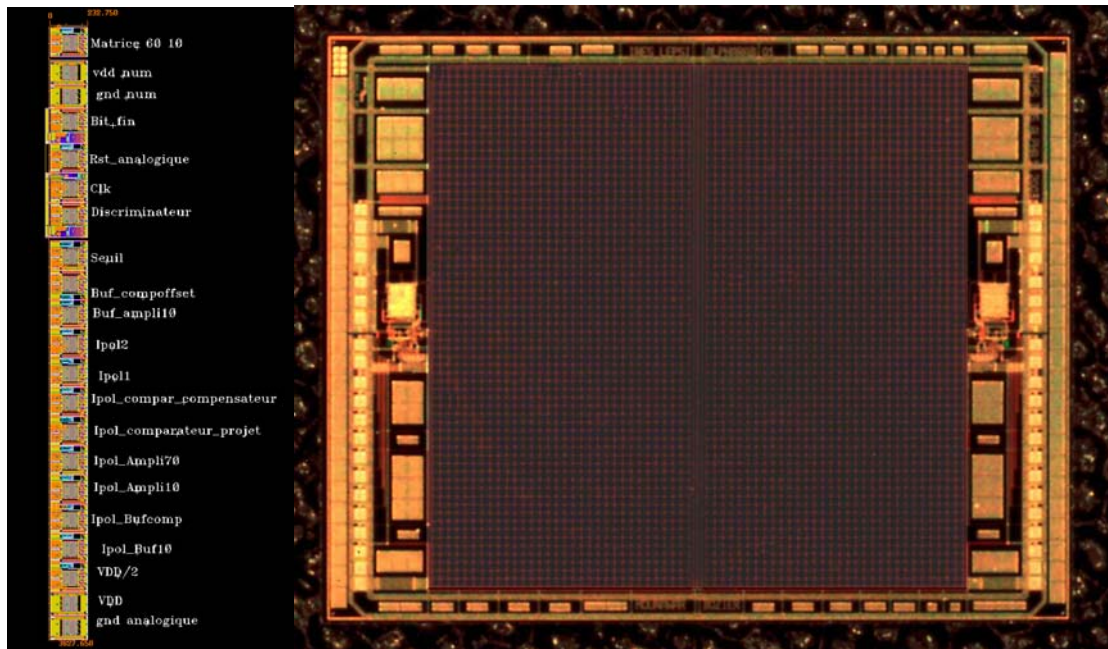


Figure 3-1 : Description des *pads* (figure de gauche) et circuit final

3.2.2 Chaîne d'acquisition

Le circuit intégré doit pouvoir être alimenté, piloté et lu. Les signaux utiles issus du circuit, à savoir les sorties numériques du discriminateur, doivent pouvoir être analysés et stockés. Ces signaux partent d'une carte support du circuit où ils sont mis en forme ; cette carte support assure également la connectique d'alimentation et de pilotage. Ces signaux sont ensuite analysés sur une 2^{ème} carte multifonction et transmis vers un PC pour un traitement ultérieur.

3.2.3 Carte support des circuits

L'utilisation du circuit doit inclure une mise en place aisée des tests de fonctionnement. Une carte (PCB, *Printed Circuit Board*) répondant à ces critères a été développée au laboratoire (Figure 3-2). Il faut noter que le circuit est placé sans autres composants à l'envers de la carte. Cette carte présente une finition nickel-or chimique pour les besoins du *bonding*. Le *bonding* consiste en une micro-connectique entre un élément macroscopique, la carte électronique, et un élément microscopique, les *pads* de connexion du circuit. Le *bonding* est réalisé au laboratoire après un collage du circuit sur la carte support.

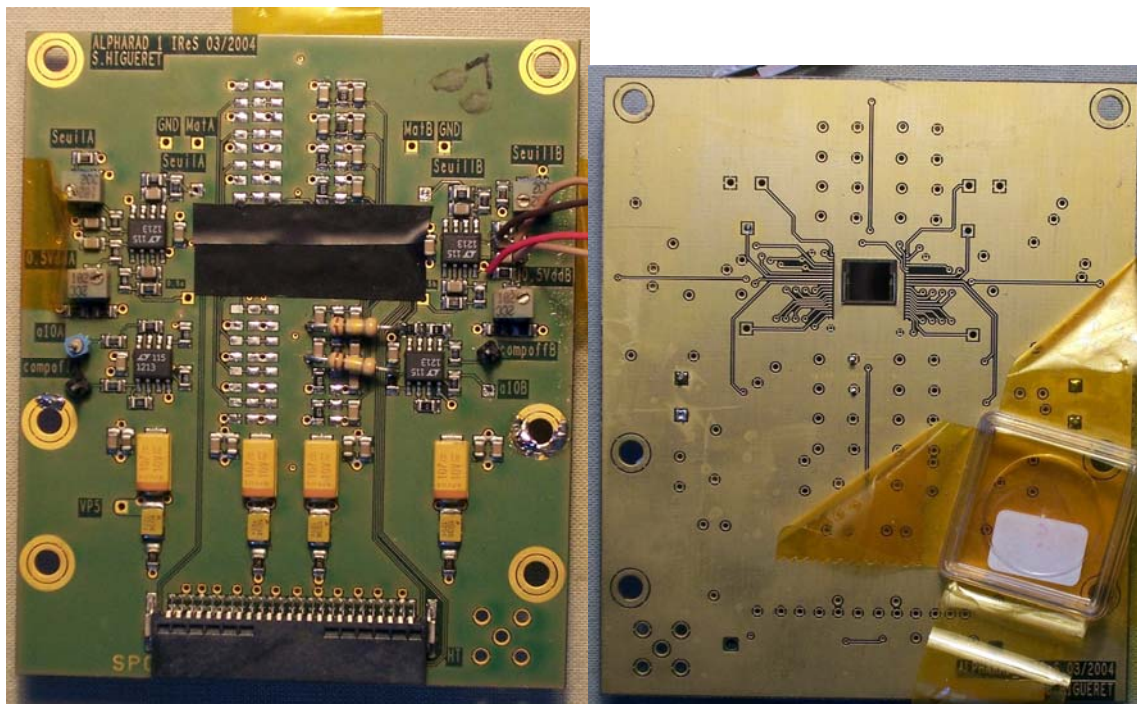


Figure 3-2 : Carte support de l'AlphaRad, recto et verso.

La carte PCB permettra de tester et de véhiculer les signaux analogiques et numériques de contrôle vers l'AlphaRad. Les étages du circuit sont polarisés et les sorties numériques du circuit sont transmises vers la chaîne d'acquisition. La carte intègre aussi des entrées séparées afin de fixer le seuil de discrimination pour chacune des voies du circuit.

3.2.4 Carte multifonction

Cette seconde carte, appelée par la suite carte multifonction (CMF), a été développée dans le but de servir à plusieurs protocoles de tests. En effet, nous avons au laboratoire différents capteurs CMOS[31] qui ont chacun son mode de communication et ses signaux de contrôle. Les sorties utiles de ces capteurs sont en général analogiques. La carte permet d'envoyer et de recevoir toutes sortes de séquences numériques afin de piloter les circuits. Elle assure simultanément l'échantillonnage de 4 voies analogiques par le biais d'un convertisseur analogique-numérique de 10 bits de résolution à une fréquence de 6 MHz. Un bus numérique de 32 bits fait la liaison avec une carte d'acquisition National Instrument™ PCI DIO 32HS [34] pour une supervision par un PC.

Idéalement, la CMF permet de prendre en charge tout type de détecteur connecté sur son PCB et d'assurer le dialogue avec la carte d'acquisition commerciale.

Le cœur de notre carte consiste en un FPGA (*Field Programmable Gate Array*) de type Xilinx™ [35], circuit numérique programmable à l'aide d'un langage dédié. Le FPGA assure les fonctions suivantes : distribuer les horloges nécessaires au fonctionnement de l'ensemble, fabriquer les signaux de contrôle des circuits de la carte, piloter le convertisseur analogique-numérique, transmettre les signaux de commande des capteurs, véhiculer les signaux de retour et enfin assurer une liaison USB (*Universal Serial Bus*) [36] avec un PC.

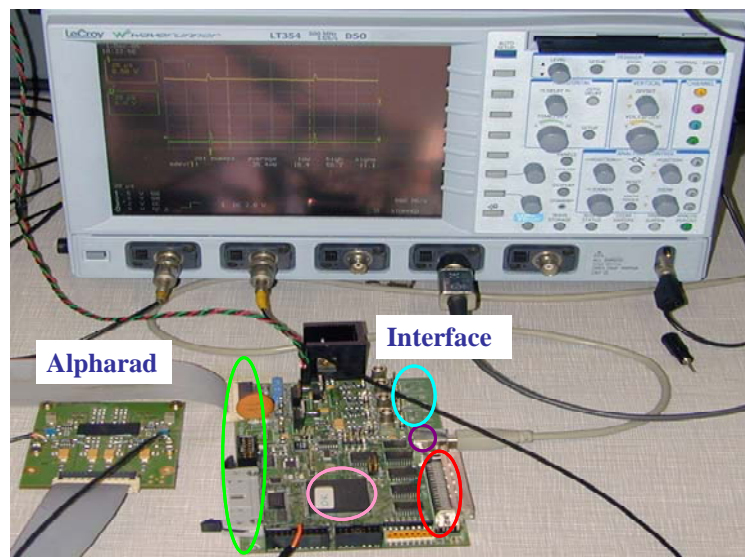


Figure 3-3 : Carte support avec un AlphaRad connectée à la carte multifonction

a) Description des voies

La CMF est découpée en cinq zones définies par des couleurs sur la photographie de la Figure 3-3 :

- Zone 1 (vert) : les connecteurs qui permettent de brancher différents capteurs, Mimosa 1, Mimosa 5 et AlphaRad. Le capteur Mimosa 1 a été utilisé dans le but de valider le procédé de détection du radon par une technologie de type matrice à pixels actifs [28].
- Zone 2 (rose) : le FPGA de type Xilinx™
- Zone 3 (bleu) : les quatre entrées analogiques avec leurs étages d'amplification et de réglage d'*offset* (seuil) permettant d'utiliser au mieux la fenêtre d'entrée du convertisseur analogique-numérique.
- Zone 4 (violet) : l'interface USB qui permet à l'utilisateur de régler les paramètres sur la carte.
- Zone 5 (rouge) : le connecteur du bus 32 bits d'entrées-sorties qui envoie les données sur le PC.

b) Principe de fonctionnement

Le FPGA reçoit les signaux numériques des discriminateurs de chacune des matrices. Ces signaux alimentent deux compteurs de 32 bits dont les valeurs peuvent être relues par l'interface USB. L'interface pilote l'étage de compensation d'*offset* et réinitialise les compteurs à la demande.

Deux signaux *alp_reset* et *alp_clk* sont générés par le FPGA pour fixer l'horloge et la fréquence de *reset* de l'AlphaRad. Seuls ces deux signaux sont nécessaires au fonctionnement de l'AlphaRad.

3.2.5 Carte d'entrée-sortie numérique

Un bus d'entrée-sortie de 32 bits est disponible sur la CMF ; il est entièrement pilotable à la fois par le FPGA et le PC. Les données issues de la carte sont prises en charge par le logiciel Labview™ [34]. Le bus de communication est facultatif, et pour la première utilisation de l'AlphaRad, il n'est pas utilisé.

3.2.6 Seuil de discrimination

Ce seuil est généré par une alimentation externe de type HP3631A [37], c'est une alimentation dite de laboratoire dans le sens où elle peut délivrer une tension connue avec un bruit de quelques microvolts.

Ces appareils disposent en général d'un bus de contrôle utilisant la norme GPIB [38]. Ce bus fixe entre autres les paramètres de sortie de cette alimentation. Nous utilisons uniquement une tension réglable par pas de 1mV. Le bus GPIB n'étant pas présent nativement à l'intérieur d'un PC, nous avons besoin d'une carte d'interface NI / GPIB [34] qui, via le logiciel Labview assurera la commande de l'alimentation. Le pilote d'instrument est fourni sur le site Internet du constructeur.

3.2.7 Logiciel de pilotage sous Labview™

Le contrôle des paramètres et la réception des valeurs des compteurs se font à l'aide d'un programme de pilotage que nous avons développé sous Labview™. Ce programme intègre une partie de communication supplémentaire. Labview™ est très complet en ce qu'il permet de dialoguer facilement avec les entrées-sorties classiques d'un PC : liaison série, parallèle et TCP / IP mais il n'intègre pas la gestion de l'interface de communication USB.

Le logiciel Labview™ est un outil assez répandu dans les milieux de l'industrie et de la recherche, car il s'accorde avec un matériel d'acquisition très divers. En général, un constructeur d'appareils de mesure fournit un *driver* d'instrument écrit dans le langage G (Labview™) qui offre ainsi une facilité d'intégration de cet appareil dans une chaîne de contrôle et de mesure. Les cartes d'acquisition et les pilotes sont développés par la même société (National Instruments).

LabVIEW™ (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*) est un logiciel de développement d'applications d'instrumentation ; particulièrement destiné à l'acquisition de données et traitement du signal. En effet, ce logiciel offre un large éventail de possibilités de communication entre un ordinateur et le monde physique, (cartes d'acquisition analogiques ou digitales, cartes GPIB, réseau, liaisons série et parallèle, etc.) ainsi qu'une importante bibliothèque mathématique permettant de traiter les signaux mesurés.

Le principe de LabVIEW™ est de remplacer les instruments d'analyse et de mesures d'un laboratoire par un ordinateur muni de cartes spécifiques et d'une interface logicielle souple. Les cartes permettent de convertir des signaux électriques (en provenance de capteurs mesurant des grandeurs physiques) en données numériques. Un seul ordinateur équipé d'une carte d'acquisition et de LabVIEW™ pourra donc remplacer plusieurs instruments de mesures. Les mesures effectuées pourront de plus être traitées, analysées et archivées.

Des cas particuliers, comme c'est souvent le cas dans le milieu de la recherche, nécessitent l'écriture de pilotes de bas niveau complémentaires.

Nous avons dû développer un programme en langage C pour permettre le dialogue USB entre le PC et la carte d'acquisition, ce protocole a été choisi en raison de sa souplesse d'utilisation, de composants facilement disponibles et surtout d'une intégration dans tout PC standard. Ce code est ensuite compilé en une librairie dynamique (*Dynamic Linked Library* : DLL), un objet que sait facilement prendre en compte LabVIEW™.

Une fois la DLL intégrée, le logiciel peut lire et mettre à zéro les compteurs, envoyer la compensation d'*offset* et fixer le seuil de discrimination. Ce travail nous a permis de disposer d'une acquisition complètement automatique.

3.3 Tests électriques des circuits

Chaque circuit AlphaRad est testé à l'aide de sa carte support. À la mise sous tension, 5 circuits étaient inopérants. Le paragraphe 3.3.5 résume l'état des lieux de la production de 20 circuits. On dénombre un taux de déchet total de l'ordre de 66 %. Les déchets incluent tout type de dysfonctionnement. Ce taux est un peu élevé au regard du type de circuit qui est fabriqué dans une technologie déjà maîtrisée (0.6 μm) et qui est composé de blocs standard.

3.3.1 Problèmes généraux rencontrés sur le circuit AlphaRad.

On dénote par A et B les deux voies indépendantes du circuit, les problèmes rencontrés sont :

- Fonctionnements aléatoires à la mise sous tension
 - Absence de compensation d'offset
 - Bit fin A et/ou B absent(s)
 - Voie A ou/et B absente(s)
 - Désynchronisation des voies
- Diaphonie entre les deux voies provoquant des déclenchements intempestifs
- Fonctionnements aléatoires du circuit de compensation d'offset entraînant des déclenchements parasites
- Circuits inutilisables (taux de déchet important)
 - Ligne de base bloquée ou oscillante
 - Consommation de courant trop importante

3.3.2 Tests

Le circuit une fois polarisé doit être placé dans l'obscurité à cause de la sensibilité de la partie active. Le circuit est soumis à une fréquence de reset par le signal `alp_reset`, il réinitialise la matrice par le biais du transistor de remise à zéro. En outre, il est pourvu d'une compensation d'*offset* (principe expliqué au chapitre 3.3.3) afin de s'affranchir des dérives dues aux courants de fuite. Cette compensation est déclenchée de façon interne après un nombre de coups d'horloge fixé. L'horloge de fréquence 1 MHz est envoyée au circuit par le signal `alp_clk`.

Nous constatons les faits suivants à la mise sous tension du circuit :

- Une désynchronisation peut apparaître de façon aléatoire au démarrage du circuit.
- Des déclenchements aléatoires
- Une absence de compensation d'*offset*.

Nous avons également observé des comportements plus rares : au démarrage, le circuit peut se mettre dans un état tel que la compensation d'*offset* reste inactive sur les deux voies. Curieusement, le comportement du circuit reste satisfaisant même en l'absence de cette compensation d'*offset*. Ce fait qu'aucun déclenchement aléatoire n'ait été observé nous a amené à penser que ces déclenchements sont dus à la compensation d'*offset* elle-même. Dans les cas critiques, nous avons simplement désactivé la fonction de compensation d'*offset*.

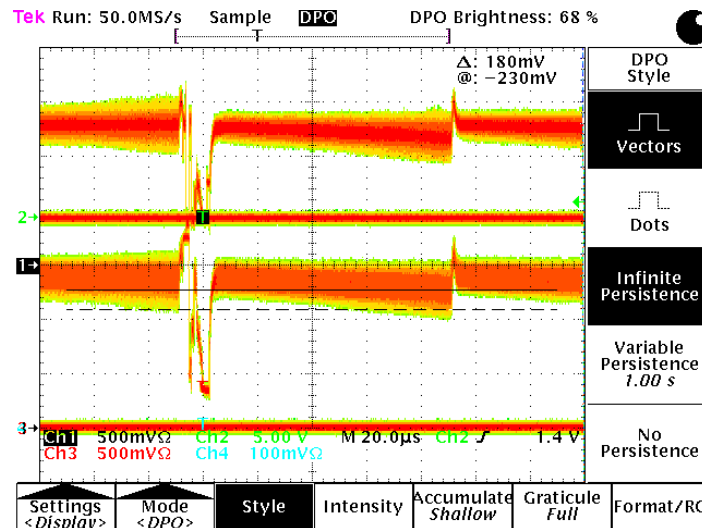


Figure 3-4 : Deux voies de l'AlphaRad lors de la compensation d'offset, la persistance visuelle de l'oscilloscope est utilisée afin de voir l'excursion des signaux, de haut en bas les sorties des *buffers* (Buf_ampli10) pour les deux matrices puis le signal commun de remise à zéro (Reset à 10kHz).

Sur la Figure 3-4, on a représenté les deux voies en fonctionnement du circuit AlphaRad : lorsqu'une compensation d'offset intervient, on observe une chute de la ligne de base due aux courants de fuite des diodes de la matrice de pixels (elle est typiquement de $0.06 \text{ mV} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ pour une fréquence de Reset de 3 kHz). Le signal de la compensation d'*offset* est utilisé pour générer la synchronisation de l'oscilloscope.

3.3.3 Compensation d'offset

La fonction de compensation d'*offset* est un outil classique pour stabiliser le fonctionnement des circuits à amplificateur opérationnel (Figure 3-5). En effet, le processus de fabrication ne permet pas d'éviter des différences minimales entre les circuits, induisant des polarisations et des valeurs nominales de fonctionnement légèrement différentes. Le seuil extérieur pourra donc être différent pour une même valeur de discrimination. Cet étage permet de combler ces différences.

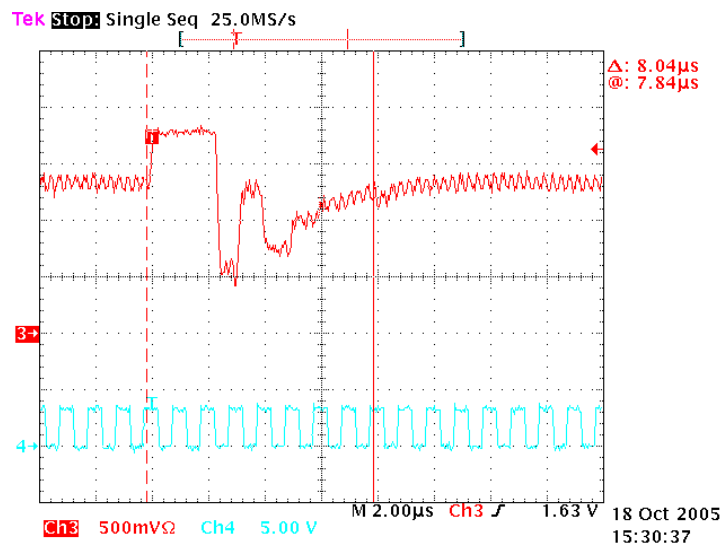


Figure 3-5 : Compensation d'offset : la variation de la ligne de base suit la sortie du comparateur, en rouge la sortie du *buffer* (Buf_ampli10), en bleu l'entrée d'horloge (Clk).

Un premier problème apparaît, illustré par la Figure 3-6 : il peut arriver que lors de la compensation d'offset, le signal induit se propage en entraînant un basculement du discriminateur qui déclenche les coups fantômes (diaphonie entre les voies et possible couplage avec les alimentations).

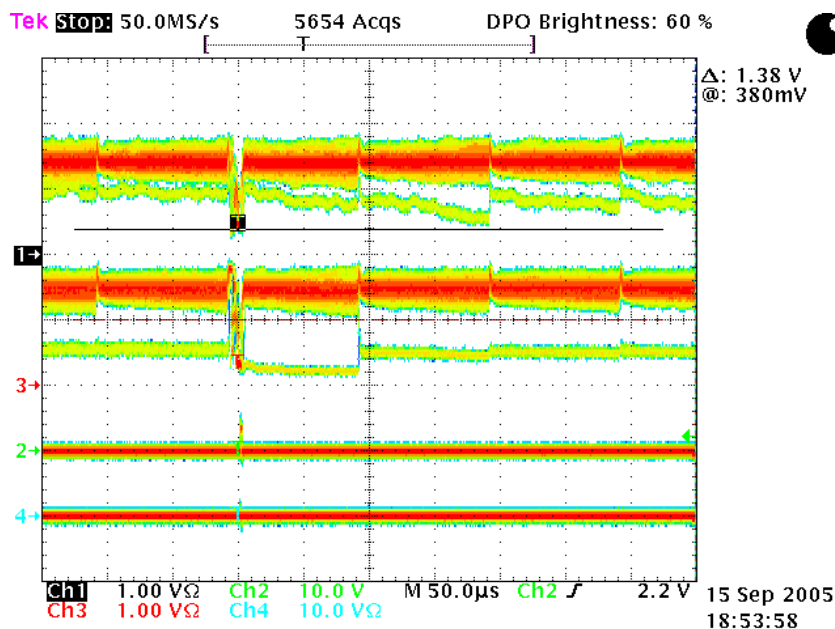


Figure 3-6 : Déclenchements induits par les couplages, avec effet sur les deux voies du circuit.

Une explication possible est la suivante : la compensation d'offset fait chuter la ligne de base à la fin de la conversion sur la voie B (bas), cette chute se répercute sur la voie A, le circuit

essaie alors de revenir au niveau de fonctionnement (point milieu) ce qui produit les déclenchements successifs.

Le circuit ne peut pas être utilisé si ces déclenchements surviennent. Une première solution pour remédier à ce problème a été de tenter une approche analogique. Le circuit étant conçu de sorte à ce que la compensation d'offset soit démarrée de façon interne dès la mise sous tension, nous avons utilisé dans un premier temps l'approche analogique par points de polarisation pour tenter de minimiser, voire de désactiver cette compensation.

Dans un deuxième temps, une approche numérique a été réalisée, et nous décrivons brièvement ces deux procédures :

- Approche analogique
 - Polarisation plus importante sur les différents étages (compensation, comparateur de compensation), les amplificateurs n'intervenant pas dans le problème. Il s'agissait dans un premier temps de décaler la ligne de base afin de s'affranchir de la plage de compensation, mais dans ces conditions le circuit devenait moins sensible, donc inutilisable.
 - Nous observons le même effet en décalant le point de référence du montage de 2.5 V
 - Dans un deuxième temps en désactivant le comparateur de compensation nous désactivons également la voie correspondante car c'est l'étage de compensation qui fournit le point milieu. Dans ce cas le circuit fonctionne correctement, mais avec une voie active (la diaphonie existe toujours, mais les signaux parasites sont absents).
 - Il existe une différence de sensibilité entre les deux voies, la voie B des circuits semble plus sensible en général aux perturbations.
 - Les tests sur les alimentations, qui génèrent les tensions de référence n'ont rien donné (un appel de courant peut entraîner une chute de tension qui dépolarise un étage provoquant ainsi les coups parasites).
- Approche numérique
 - L'élargissement du signal *reset* à plus de 1 μ s (jusqu'à 10 μ s) permet à la ligne de base de revenir plus facilement au point de polarisation.
 - Nous avons appliqué des fréquences d'horloge différentes : le circuit fonctionne mal à 500 Hz (valeur limite) : le signal est dominé par le courant de fuite, qui peut être atténué en augmentant la fréquence du *reset* analogique.

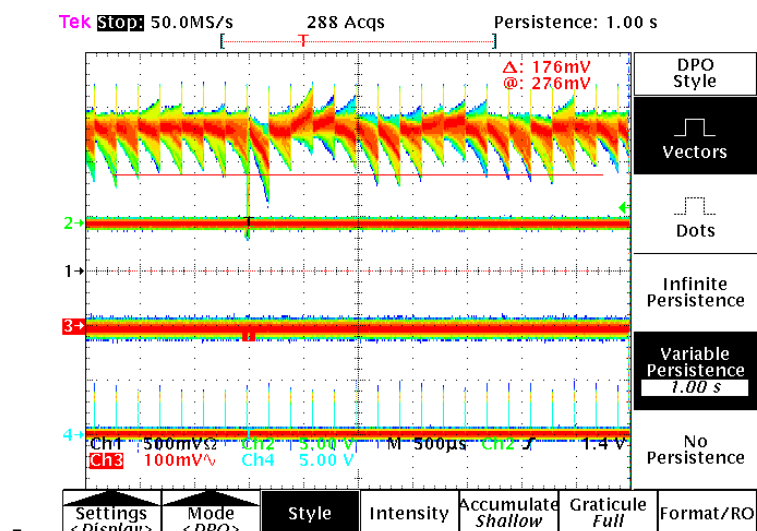


Figure 3-7 : Une voie fonctionnelle, la compensation d'offset synchronise l'acquisition (la trame de la ligne de base est très perturbée juste après la compensation), de haut en bas la sortie du buffer (Buf_ampli10) de la voie considérée puis le buffer (Buf_compoffset) de compensation d'offset, la deuxième voie et le signal de remise à zéro (Reset)

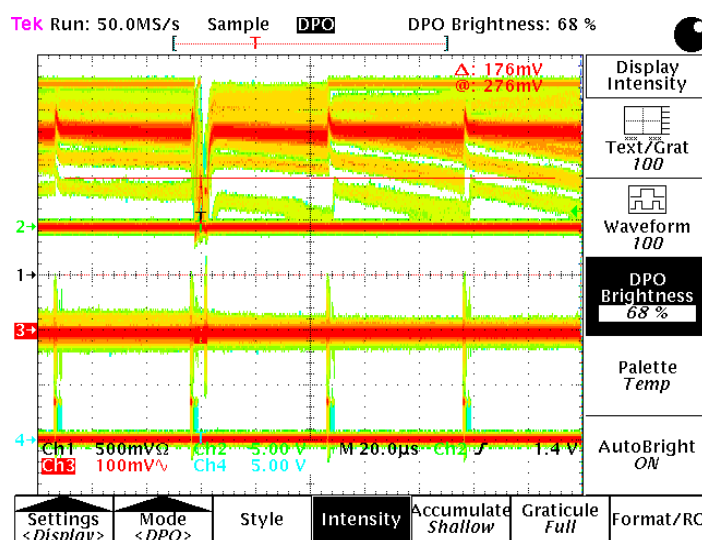


Figure 3-8 : Un circuit où une voie est fonctionnelle. Les perturbations affectent l'autre voie, la légende est la même que la figure précédente.

3.3.4 Remèdes

Outre les problèmes particuliers propres à quelques circuits, nous avons constaté un défaut récurrent, dû à la compensation d'offset. Une manière élégante de s'affranchir de celle-ci est tout simplement de désactiver l'horloge qui la contrôle. En l'absence de compensation le circuit fonctionne très bien. Cette méthode est applicable à condition de s'assurer que la

dérive de la ligne de base (qui a conditionné la mise en place de cette correction) reste négligeable.

Remarque :

Une solution possible dans le cas d'un *design* d'un nouveau circuit sera par exemple d'utiliser un couplage AC (paragraphe 8.2).

3.3.4.1 Dérive de la ligne de base

Nous avons placé un circuit en test pendant une nuit et observé la variation de la ligne de base. En l'absence de compensation les résultats nous permettent de conclure qu'il n'y a pas de variation significative de la ligne de base car la dérive observée est inférieure à 1 % (Figure 7-10). Cette fonctionnalité peut donc être déclenchée à une fréquence très basse, de l'ordre du jour ou de la semaine en cas d'utilisation continue du circuit, et ce sera dorénavant notre manière de faire fonctionner ce circuit.

3.3.4.2 Mise sous tension.

Un autre problème a été résolu lors de la phase initiale. Ayant constaté des blocages inexplicables de la partie numérique du circuit lors de la mise sous tension, nous avons mis au point une procédure qui place le circuit dans un état fonctionnel à chaque démarrage.

Procédure :

La mise sous tension contrôlée se fait comme suit : désactivation des signaux numériques, alimentation +12 V puis +5 V et réactivation des signaux numériques.

Une séquence de démarrage en deux phases est mise au point pour que le circuit s'initialise correctement :

- mise à l'état 1 du *reset* analogique de façon à forcer le niveau de la compensation d'*offset*
- mise en marche temporaire (quelques coups, uniquement au démarrage du circuit de façon à placer la ligne de base à son point milieu) de la compensation d'*offset* puis arrêt de l'horloge

Dans ces conditions, le circuit fonctionne sans compensation d'*offset*.

3.3.4.3 Couplage entre les voies.

Dans cette première version du prototype, le circuit présente un inconvénient majeur : les voies (matrices) restent couplées par le biais de leurs alimentations. En effet, ces alimentations sont communes et les signaux induits sur une des matrices se retrouvent sur l'étage d'amplification de l'autre voie (le gain est de 700) qui entraîne parfois un double déclenchement. La seule solution permettant de s'affranchir de ce comportement est de désactiver une des voies. C'est le prix à payer pour un fonctionnement presque idéal. Ce prix est élevé, car on divise la surface de détection par 2, surtout si on considère que la clef pour la détection du radon se trouve dans la surface de détection, qui doit être la plus grande possible. Ce handicap sera compensé par le développement d'une carte multi-circuits.

3.3.5 Analyse des circuits du premier lot.

Les principaux résultats sont donnés dans le Tableau 6. Les valeurs v_h et v_l correspondent respectivement aux niveaux haut et bas de la ligne de base.

Circuit	Voie A	Voie B	Bruit A	Bruit B	Commentaires
			mV	mV	
13	*	*	80	42	Inutilisable, les voies restent à l'état bas lors du déclenchement.
14	Ok	ok	7	6	Niveau haut des lignes de base A : 1.9 V et B : 2 V
15	*	ok		7	Voie A à l'état bas (400mV), désactivation voie A -> B Ok
16	Ok	*			Niveau haut des lignes de base A : 4 V et B : 4 V (désactive B ?)
17	Ok	ok	10	13	Ok; Niveau haut des lignes de base A : 2.15 V et B : 3.25 V (offset 1V du buffer de sortie ?)
18	*	ok		7,5	Désactivation voie A (HS à l'état haut)
31	*	*			Les voies oscillent
32	*	*			Les voies oscillent
33	Ok	*	5,5		Voie B non connectée (interne); voie A OK
34	*	*			Les voies oscillent
35	*	*			Les voies oscillent
36	*	*			Les voies oscillent

Tableau 6: État des lieux du premier lot de circuits, les parties en gris indiquent une voie défectueuse.

Au total, sur les 12 circuits, 3 circuits sont complètement opérationnels (deux voies fonctionnent ensemble) et 6 circuits présentent au moins une voie qui fonctionne.

Nous avons vu qu'il fallait sacrifier une voie pour utiliser le circuit dans des conditions optimales. Ces résultats nous montrent également que certaines voies sont instables ou bruyantes, ce sont celles-là que nous allons désactiver en priorité pour disposer finalement d'un échantillon de 6 circuits.

3.3.6 Comparateur

Le circuit dispose d'un étage de comparaison, ce discriminateur pouvant basculer suivant un seuil fixé par l'utilisateur. On peut voir le fonctionnement de l'étage de discrimination sur la Figure 3-9.

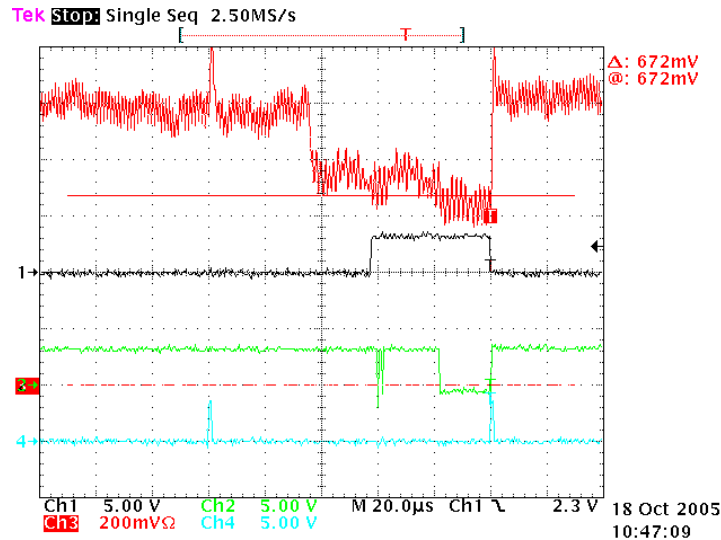


Figure 3-9 : Etage de discrimination du circuit. Absence de l'hystérésis.

La Figure 3-9 nous montre un défaut particulier rencontré au niveau de l'étage de comparaison. Les signaux de remise à zéro sont envoyés toutes les 100 μs (courbe bleue), ils génèrent au même instant les passages par les états hauts de la ligne de base du circuit (courbe rouge). Lorsqu'une particule α générée par une source de ^{241}Am traverse le capteur, ce passage se traduit par une chute de la ligne de base du circuit (Figure 3-9). Ce passage de la particule a lieu juste après le milieu de la trame. La sortie numérique du discriminateur est donnée par la courbe verte. Le niveau de discrimination fixé est symbolisé par la fine droite rouge horizontale. On observe le déclenchement de la partie numérique du circuit (courbe verte) et sur ce type de comparateur on remarque clairement plusieurs passages à l'état bas de la courbe verte, dus aux fluctuations du signal ; ces déclenchements artificiels ne correspondent pas à une particule.

Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le discriminateur fonctionne sans hystérésis, au moment du passage de la particule la ligne de base fluctue (en raison du bruit) ce qui entraîne les premiers coups parasites ; puis une deuxième particule déposant une énergie un peu plus faible entraîne le deuxième déclenchement tardif.

Les déclenchements intempestifs induisent un taux de comptage artificiellement élevé. Dans un premier temps, nous avons corrigé ce défaut en n'autorisant qu'une seule détection - un pseudo hystérésis numérique - par trame (temps entre deux remises à zéro du circuit).

Dans un deuxième temps nous avons implanté un traitement numérique pour assurer un décompte exact des coups multiples (*pile-up*). Avec cette méthode, le prix à payer sera de perdre l'information de passages multiples durant le temps d'une trame. L'utilisation comme détecteur en flux intenses devra s'affranchir de ce défaut de non détection de pile-up en augmentant d'une part la fréquence de *reset* et d'autre part en utilisant un comparateur à hystérésis.

La courbe noire illustre le fonctionnement de la correction numérique : le passage multiple induit des déclenchements qui se résument après traitement numérique à un unique coup. C'est donc ce signal qui servira à incrémenter les compteurs.

Une fois l'ensemble de ces procédures correctives appliqué, le circuit est prêt à être utilisé et testé en fonctionnement.

3.4 Mesure de bruit

Les tests électroniques du circuit se font à l'intérieur d'une enceinte fermée pour éviter toute pollution par une source lumineuse. Le circuit est fixé sur un pied équipé d'une crémaillère afin de réaliser les positionnements X, Y et Z en face des sources de test.

3.4.1 Principe de la méthode

Comme nous l'avons décrit auparavant, le seuil extérieur est généré à l'aide d'une alimentation bas-bruit. Toute la chaîne d'acquisition est automatique depuis la génération du niveau jusqu'à la prise en compte de la valeur des compteurs. Nous avons fait varier le niveau de discrimination entre 2.12 et 2.35 V, les valeurs retenues sont des moyennes de lectures successives (10 fois) des compteurs, à une fréquence de 0.1 Hz. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-10.

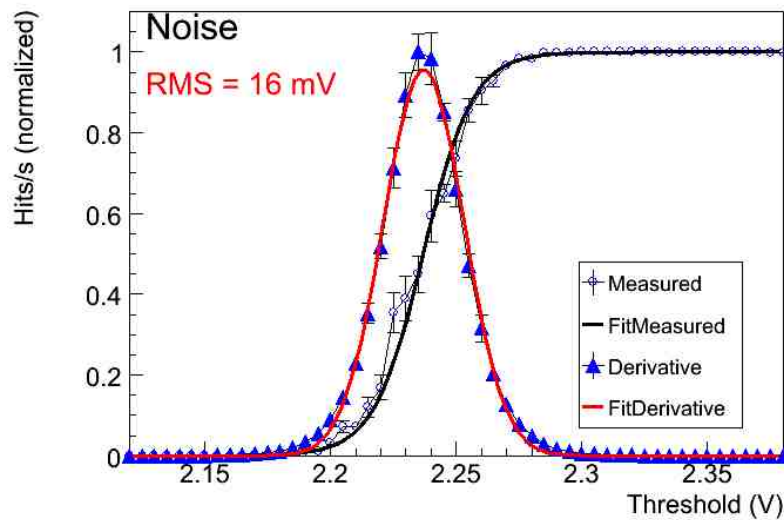


Figure 3-10 : Mesure de bruit du circuit AlphaRad

La courbe de réponse en fonction du seuil (courbe noire) peut s'expliquer par la mesure d'une probabilité de type poissonnienne. En effet, lorsque le seuil est très bas, la probabilité de déclenchement est très faible. Quand le seuil est très haut (au niveau de la ligne de base), le déclenchement est systématique de probabilité égale à 1. Le niveau moyen correspond au déclenchement qui suit le bruit électronique, où la probabilité poissonnienne tend alors vers une loi de Gauss. On a superposé à la réponse limite la dérivée de cette fonction (courbe rouge). La courbe rouge est donc l'ajustement gaussien de la dérivée de la fonction de répartition. On mesure ainsi le paramètre caractéristique σ , variance de la fonction de bruit.

3.4.2 Résultats de la mesure de bruit interne du circuit

Nous obtenons une valeur RMS de bruit de 17 mV (un écart-type). Sachant que le circuit a été conçu pour délivrer un signal de 1.4 V pour des particules α du radon (dont l'énergie est 5.5 MeV), le rapport signal à bruit du capteur est de $1400 / 17 = 82$. Ceci

démontre un bon respect des valeurs attendues lors des simulations de conception qui tablaient sur une valeur supérieure à 50.

Tous les circuits en état de fonctionnement (6) présentent un rapport signal à bruit de cet ordre, il varie entre 50 et 80, certains circuits étant plus bruyants que d'autres. Il faut également noter que la position de la ligne de base varie aussi entre les circuits de 2.1 à 2.4 V, ce qui justifie une fonction programmable du seuil de déclenchement.

Nous allons par la suite utiliser les circuits qui présentent le meilleur rapport signal à bruit (parmi les circuits 13 à 36 du Tableau 6).

4 Détection de particules α avec le circuit AlphaRad.

Le circuit a été optimisé pour la détection des particules α , par exemple celles émises par la décroissance radioactive du radon. L'énergie de ces particules est toujours comprise entre 5 et 9 MeV. Compte-tenu des absorptions, inefficacités, effets angulaires et d'une énergie de 3.6 eV nécessaire à la création d'une paire e^- /trou, une particule α de 5 MeV va générer dans l'AlphaRad une charge moyenne de 400 000 e^- .

4.1 Americium 241 : source α

L'américium est un élément radioactif de la famille des actinides, son numéro atomique est 95. Il a été découvert et synthétisé par captures successives de neutrons thermiques dans les éléments uranium et plutonium d'un réacteur nucléaire, en 1944, au laboratoire de métallurgie de l'université de Chicago. L'isotope 241 a une activité massique de $1.27 \cdot 10^{11} \text{ Bq.g}^{-1}$. Il provient de la désintégration β^- du ^{241}Pu .

241

95

Am

T_{1/2} : 432,6 (6) a

Américium / Americium

Descendant(s) : (α) **Np-237** (2,14 x 10⁶ a)

Alpha (23 émissions) - Σ(I_α) omis : 0,7 %

Énergie (keV)	Intensité (%)	Type	Origine
5 388,26	1,66	α	Am-241
5 442,86	13,23	α	Am-241
5 485,56	84,45	α	Am-241

Électrons (67 émissions) - Σ(I_{β⁻}) omis : 2,0 %

Énergie (keV)	Intensité (%)	Type	Origine
9,8	36,0	Auger L	Np-237
6,3	14,7	ec L	Np-237
13,2	17,3	ec L	Np-237
21,6	3,8	ec M	Np-237
22,7	1,6	ec L	Np-237
23,4	8,6	ec L	Np-237
28,5	4,3	ec M	Np-237
37,52	31,3	ec L	Np-237
38,7	2,3	ec M	Np-237
54,8	8,09	ec M	Np-237

X (9 émissions) - Σ(I_x) omis < 0,01 %

Énergie (keV)	Intensité (%)	Type	Origine
11,89	0,848	X _{L_β}	Np-237
13,85	13,03	X _{L_α}	Np-237
17,06	18,86	X _{L_β}	Np-237
21,16	4,81	X _{L_γ}	Np-237

Gamma (178 émissions) - Σ(I_γ) omis : 0,27 %

Énergie (keV)	Intensité (%)	Type	Origine
26,34	2,40	γ	Np-237
59,54	35,78	γ	Np-237

Mode de production

Impuretés possibles

Pu-241 (β⁻)

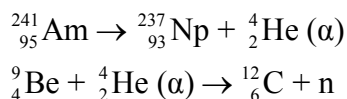
Am-241

-

Référence : KRI - 2004

Figure 4-1: Américium 241 [39]

Cet isotope est principalement utilisé comme source de particules α pour l'étalonnage d'appareils ainsi qu'à l'intérieur des détecteurs de fumée sous forme d'oxyde (il alimente une petite chambre d'ionisation). Une des autres utilisations, permet de fabriquer une source de neutrons, enrobée de béryllium, via la réaction :



Une source d'AmBe du laboratoire sera utilisée dans le cadre de la détection des neutrons (moyennant un convertisseur) par un capteur à pixels actifs.

Les énergies d'émission des α sont respectivement de 5.388 (2 %), 5.443 (13 %) et 5.486 (83 %) MeV.

Le laboratoire dispose d'une source solide étalonnée d'Américium 241 provenant du LEA ex-CERCA (Laboratoire Étalons d'Activité). Elle se présente sous la forme d'un petit cylindre

plat d'aluminium sur lequel l'américium a été électro-déposé. La pastille support a une hauteur de 3 mm et un diamètre de 25 mm. Le dépôt d'américium a un diamètre de 8 mm. Un paramètre important est la hauteur du dépôt et sa répartition sur la surface électro-déposée, une épaisseur trop grande pouvant générer de l'auto-absorption dans la source (ce phénomène sera étudié lors des simulations). Le constructeur ne donne pas la hauteur de dépôt, mais d'après nos calculs elle est comprise entre 20 et 100 nm.

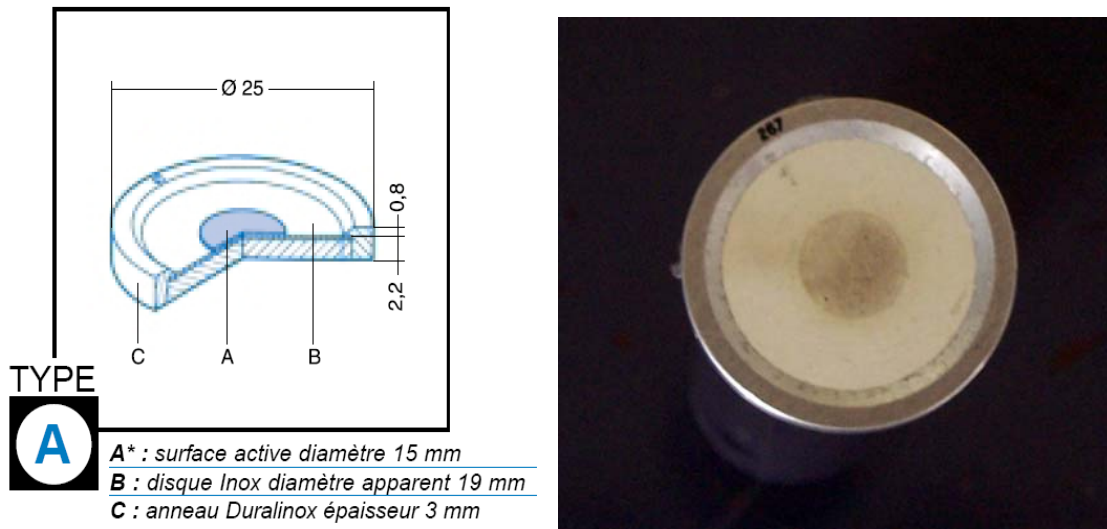


Figure 4-2 : Schéma de la source d'américium, * le diamètre du dépôt vaut 8mm dans notre cas.

4.1.1 Mesure de l'activité de la source.

Nous disposons d'une chaîne de mesure « alpha bêta total » qui permet de mesurer avec précision l'activité de frottis, et donc également ce type de source plate. Plusieurs mesures sont effectuées successivement afin de respecter un protocole qui fait partie d'une certification COFRAC (concernant l'eau de mer) obtenue par le laboratoire RaMSeS en 2002 dans le cadre des mesures alpha-bêta total.

4.1.2 Protocole de mesure

L'appareil utilisé est un modèle IN20 de marque Canberra, détecteur multi-activités permettant la mesure simultanée des radioactivités alpha et bêta de plusieurs échantillons.

Quatre modes d'acquisition sont disponibles :

- Mesure sélective des α seuls
- Mesure globale des β (et des α éventuels)
- Mesure simultanée des α et des β
- Mesure successive des α et des β

Nous avons utilisé le premier mode de mesure qui consiste à sélectionner une tension de polarisation différente pour chaque type de particule. Les détecteurs utilisés sont des compteurs à circulation de gaz (argon-méthane type P10, 10 % de méthane), fonctionnant en régime proportionnel (la tension pour le comptage sélectif est de 1200 V). La réduction du

bruit de fond (dû essentiellement au rayonnement cosmique et à l'ambiance gamma naturelle) est réalisée à l'aide d'un blindage épais de plomb et d'acier inoxydable ainsi que d'un ensemble de deux compteurs de garde. L'appareil est enfermé dans une enceinte close en plexiglas afin de s'affranchir de la contribution du radon.

4.1.2.1 Bruit de fond du détecteur IN20

Le bruit de fond mesuré est donné dans le tableau ci-après :

	Détecteur	IN20
Pb	Diamètre fenêtre (mm)	33
10 cm	Bruit de fond α (cpm)	
	- Typique	0.01
	- Maximum	0.04
	Bruit de fond β (cpm)	
	- Typique	0.2
	- Maximum	0.4

Tableau 7 : Caractéristiques du détecteur IN20 (bruit de fond)

4.1.2.2 Rendement du détecteur

Les rendements sont exprimés en % pour un angle ramené à 4π car les mesures se font pour un angle de 2π . Le détecteur IN20 a un rendement typique de 35 % et 32 % au minimum pour l' ^{241}Am .

4.1.2.3 Mesure du rendement et limite de détection

Le rendement des différentes chambres est mesuré à l'aide de sources étalons. L'IN20 est suivi dans le cadre d'une qualité COFRAC (programme 135 relatif aux mesures de la radioactivité dans l'environnement).

Les mesures régulières de rendement pour la chambre utilisée dans ces tests nous ont donné : 35,47 %. Cette limite est définie comme la plus petite activité ayant une probabilité supérieure ou égale à 97.5 % d'être détectée, c'est-à-dire deux écarts-types dans une distribution de Gauss.

Elle se résume dans le tableau suivant :

Détecteur	IN20		
Diamètre actif (mm)	33		
Surface active (cm ²)	8.6		
Rendement α (% sur 4π)	35		
BdF α typique (cpm)	0.01		
Temps de mesure (t_m)	10mn	1h	15h
Coups α (Bdf $\alpha \cdot t_m$)	0.1	0.6	9
Limite de détection α			
Coups	8.4	9.9	21
mBq	40	7.9	1.1

Tableau 8 : Limite de détection du détecteur IN20

4.1.3 Activité de la source

Nous avons effectué 10 mesures de 30 secondes, la valeur moyenne du nombre de coups est de $N = 474457 \pm 9500$ coups ; en prenant un rendement de 35,47 % nous obtenons une activité de 44588 Bq, soit 22294 ± 450 (2 %) particules α par seconde sous 2π .

Nous pouvons calculer l'activité que devrait avoir cette source actuellement en utilisant la loi de décroissance radioactive : $N = N_0 e^{-\lambda t}$ où N_0 est l'activité initiale de la source et λ la constante radioactive. En prenant la valeur de 22294 particules α par seconde aujourd'hui, nous obtenons une valeur initiale de 46368 Bq qui diffère de celle annoncée par le fabricant (53080 Bq). Après quelques recherches, il apparaît que cette source a subi des dommages physiques au cours du temps, la partie supérieure (électro déposée) présente une très légère éraflure et la source étant non scellée, un peu de matière a été enlevée ; compte tenu de sa longue présence dans le laboratoire, elle a pu subir également d'autres manipulations hasardeuses.

Sans remettre en cause la validité de l'étalonnage initial nous choisissons de prendre pour valeur d'activité présente celle mesurée par nos soins, soit : 44588 Bq \pm 891.

4.2 Tests à distances variables

L'ensemble de test est constitué d'un pied à crémaillère, d'un support pour la source d'américium et d'un plateau mobile coulissant sur la crémaillère. À l'aide d'une molette, nous pouvons faire varier la distance séparant la source (^{241}Am) du circuit AlphaRad. La précision du positionnement est inférieure à 0.5 mm.

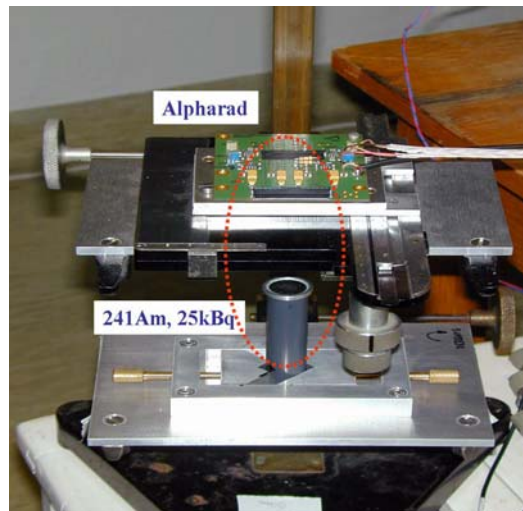


Figure 4-3 : Dispositif de tests en source pour un AlphaRad

4.2.1 Réglage du discriminateur

Un premier ensemble de tests a consisté à faire varier le seuil de discrimination pour une distance de source fixée à 8 mm. Nous pouvons constater que le taux de comptage reste peu sensible à la variation du seuil sur une plage d'environ 400 mV (Figure 4-4), avec typiquement $\frac{\Delta N}{N} \cong 10\%$.

Remarque :

On a choisi ici de montrer sur cette figure un circuit particulièrement bruyant, et on remarque le comptage aléatoire (déclenché par le bruit) dès 0.5 V. Pour un circuit de bonne qualité, le réglage du seuil à trois écarts-types standards peut-être réalisé à 50 mV (Figure 3-10).

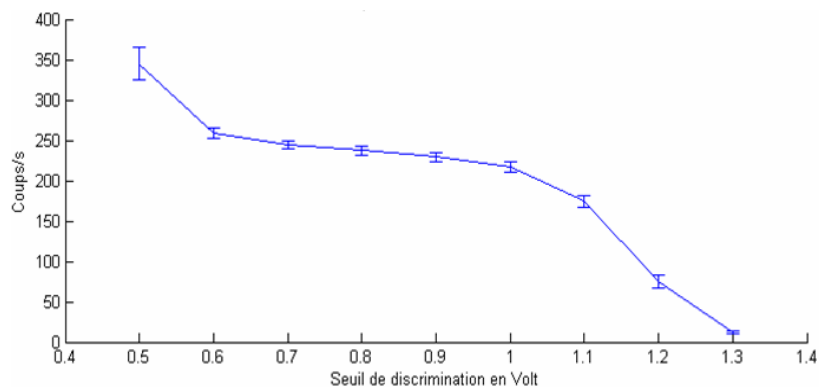


Figure 4-4 : Excursion de la plage de réglage du discriminateur de 400 mV pour une distance source-captur de 1.4 cm.

4.2.2 Résultats

L'évaluation de l'efficacité absolue passe par une mesure précise du taux de comptage qui doit être comparée à une simulation détaillée. En effet, l'efficacité à des particules au minimum d'ionisation peut se mesurer dans un télescope de référence (ces particules traversent l'ensemble télescope et AlphaRad) ce qui n'est pas le cas si les particules sont entièrement absorbées.

Nous avons fait varier la distance source – capteur entre 3 et 15 mm. La valeur du compteur pour la matrice fonctionnelle est relevée toutes les 30 secondes pendant 3 minutes. Nous retenons 10 valeurs pour chaque point de mesure afin d'améliorer la statistique. Les résultats sont reportés sur la Figure 4-5. Elle nous montre également les résultats d'une simulation Monte-Carlo réalisée pour une source de 52 kBq avec deux rayons différents : 3.5 et 4 mm. La simulation est faite à l'aide d'un simple programme de transport qui utilise la discrétisation de l'équation de Bethe-Bloch (voir le paragraphe suivant). Ces résultats permettent d'évaluer l'efficacité de détection pour les particules α dans un angle solide donné par rapport à la simulation. Nous en concluons que si l'efficacité est bonne aux faibles distances (proche de 90 %), aux distances les plus lointaines par contre, la limite de cette simulation (diffusion multiple, modélisation du pic de Bragg) ne permet pas de conclure aussi nettement et une simulation plus détaillée à l'aide de suites logicielles plus adaptées sera effectuée au chapitre 6.

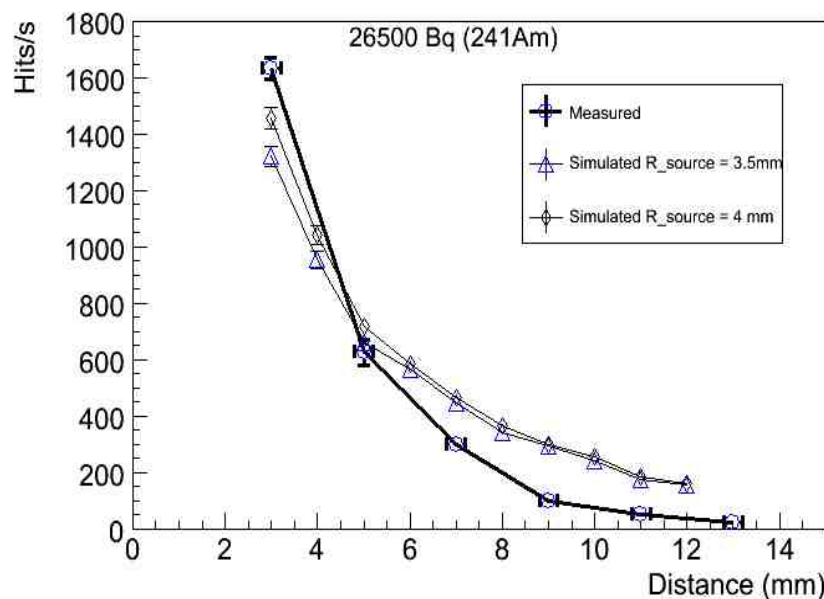


Figure 4-5 : Mesure et simulation du taux de comptage dans l'AlphaRad en fonction de la distance.

4.3 Rappel de la perte d'énergie des particules chargées dans la matière (modèle de Bohr et équation de Bethe – Bloch)

Une particule chargée interagissant avec la matière perd la plus grande partie de son énergie par ionisation et excitation de ce matériau. L'énergie perdue par unité de longueur (ralentissement linéique (ou LET pour *linear energy transfert*) peut être calculée de façon théorique.

Historiquement, la première expression du pouvoir d'arrêt a été donnée par N. Bohr en utilisant la mécanique classique en 1915. En 1930, H. Bethe a publié une expression calculée dans un cadre quantique, expression qui fut ajustée en 1933 par F. Bloch [40].

Les corrections relativistes peuvent être négligées pour des énergies inférieures à 10 MeV car le facteur de Lorentz $\gamma - 1 = \frac{E}{mc^2}$ est inférieur à 10^{-3} .

Soit une particule incidente de masse M_α , de charge ze et de vitesse v . Considérons le milieu de masse atomique A , de numéro atomique Z et de densité ρ , l'interaction se faisant par l'intermédiaire des électrons du cortège électronique, la grandeur caractéristique sera la densité électrique $\frac{Z\rho N_A}{A}$. La position relative de la particule incidente et de l'électron est mesurée par le paramètre d'impact b (Figure 4-6).

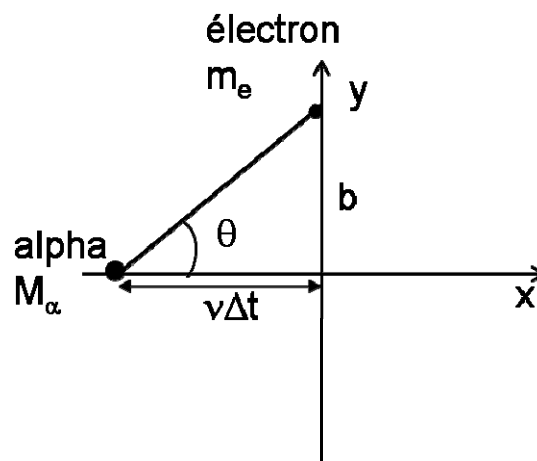


Figure 4-6 : Particule α interagissant avec un électron d'un atome du milieu

Le calcul de Bohr repose sur deux hypothèses principales :

- Les particules chargées (α) sont massives et de ce fait leurs trajectoires n'étant pas déviées par l'interaction, elles perdent leur énergie uniquement par ionisation et excitation des atomes du milieu (les déplacements atomiques sont négligés)..
- L'électron cible du milieu est libre et considéré comme immobile.

On considère la force électrostatique (loi de Coulomb) attractive entre l'électron et la particule α :

$$\vec{F} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}$$

et donc, l'impulsion fournie à l'électron est :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F \cdot dt$$

La composante de p sur l'axe x est nulle, en effet, la symétrie du problème impose :

$$\int_{-\infty}^0 F_x \cdot dt = \int_0^{+\infty} F_x \cdot dt$$

Les échanges d'impulsion s'annulant, il ne reste plus qu'à calculer la composante en y .

$$\Delta p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y \cdot dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \theta \cdot dt$$

en effectuant le changement de variable

$$dt = \frac{v}{b \sin^2 \theta} d\theta \text{ et avec } \sin \theta = \frac{b}{r} \text{ il vient :}$$

$$\Delta p_y = \int_0^\pi \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 v b} \cdot \sin \theta \cdot d\theta = \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 v b}$$

L'énergie gagnée par l'électron à la distance b (qui correspond à la perte d'énergie cinétique de la particule) est donc :

$$\Delta E_e(b) = E_c = \frac{p_y^2}{2m_e} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2z^2}{m_e v^2 b^2} \quad (1)$$

Cette expression est à sommer sur la totalité des électrons du milieu. La densité du milieu est donnée par $N_e = \frac{Z\rho N_A}{A}$ électrons par unité de volume de matière (densité électrique) avec N_A : nombre d'Avogadro. À cause de la symétrie cylindrique, le nombre d'électrons contenu entre deux cylindres de rayon b et $b+db$ de longueur dx se calcule à partir du schéma suivant :

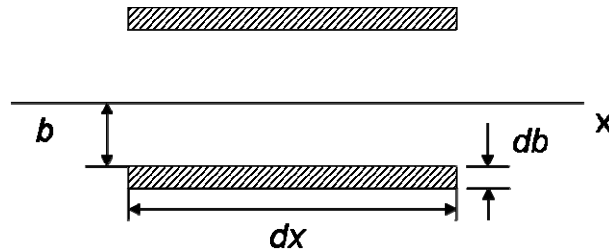


Figure 4-7 : Modèle du milieu, la partie hachurée représente un cylindre de rayon b , d'épaisseur db et de longueur dx

$$dN = N_e dV = 2\pi b \cdot db \cdot dx \frac{Z\rho N_A}{A}$$

L'équation (1) devient :

$$-dE(b) = \Delta E_e(b) dN = 2\pi b db dx \frac{Z\rho N_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2z^2}{m_e v^2 b^2}$$

qui donne :

$$-\frac{dE}{dx}(b) = \frac{Z\rho N_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2}{m_e v^2} \frac{db}{b}$$

Finalement, il faut intégrer sur l'ensemble des valeurs de b , d'où :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z\rho N_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2}{m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \quad (2)$$

Dans le cas du modèle de Bohr, on recherche les bornes de l'intégrale par des considérations classiques :

- La valeur minimum de b est obtenue en considérant que la vitesse maximale que peut acquérir un électron après un choc est $2v$.

L'énergie est donc :

$$\Delta E_e \leq \frac{1}{2} m_e (2v)^2 = 2m_e v^2 \text{ or } \Delta E_e = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2z^2}{m_e v^2 b^2}$$

$$\text{Donc } b_{\min} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{m_e v^2}$$

- La valeur maximale de b s'obtient en tenant compte du fait que les électrons sont liés aux atomes. Ces électrons ont un potentiel moyen d'excitation \bar{I} et donc l'énergie à fournir doit être supérieure à \bar{I} .

$$\text{D'où : } \Delta E_e \geq \bar{I} \text{ ce qui donne : } b_{\max} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{v} \sqrt{\frac{2}{m_e \bar{I}}}$$

En intégrant ces résultats dans l'équation (2), on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z\rho N_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2}{m_e v^2} \ln \sqrt{\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}}$$

Cette expression non-relativiste donne le comportement correct de $-\frac{dE}{dx}$ en $\frac{1}{E}$ et proportionnelle à la densité électrique. Un traitement plus complet en tenant compte d'échanges d'énergies pour définir les limites b_{\min} et b_{\max} nous donne l'expression classique suivante qui est sensiblement la même sauf pour la partie logarithmique où la racine carrée a disparu. :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z\rho N_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}} \right)$$

L'expression complète de la perte d'énergie due à H. Bethe et F. Bloch, comporte des termes correctifs supplémentaires selon :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{\rho N_a Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \ln \left[\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

Avec :

r_e : rayon de l'électron $2.817 \cdot 10^{-13}$ cm $\beta = \frac{v}{c}$ de la particule incidente

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

δ : correction de densité

C : correction due au noyau

et $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1+\eta^2} + s^2}$ le maximum d'énergie transférée lors d'une collision (frontale)

où $s = \frac{m_e}{M}$ et $\eta = \beta\gamma$. Dans le cas où $M \gg m_e$, on a simplement $W_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$.

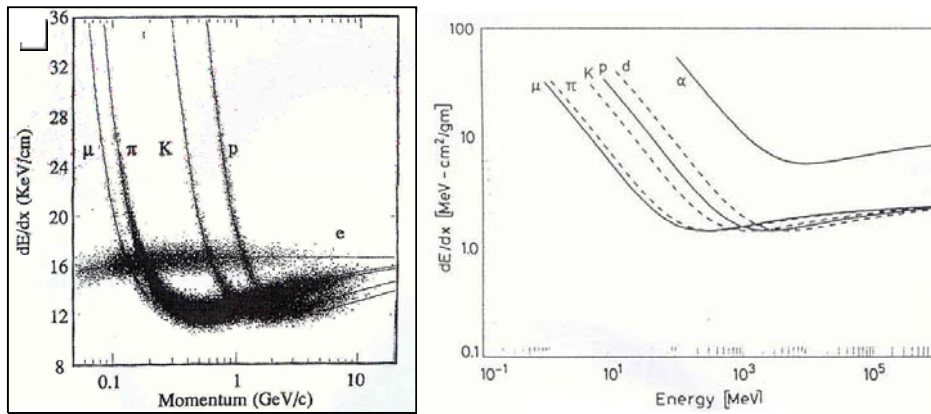


Figure 4-8 : Perte d'énergie (dE/dx) des particules, dans un gaz [41] ou dans un solide [40]

La formule de Bethe-Bloch passe par un minimum, le minimum d'ionisation quel que soit le type de particule. On se réfère ainsi à une particule relativiste au minimum d'ionisation par l'acronyme MIP.

5 La nouvelle carte multi-circuits

Après avoir montré la faisabilité et la performance de la détection des particules α à l'aide de notre capteur intégré AlphaRad, nous avons également souligné les quelques difficultés de mise en œuvre du circuit, résolues par la commande d'exemplaires supplémentaires. Par ailleurs, le circuit a été conçu pour gérer des flux élevés de neutrons, et l'utilisation de la fonction de discrimination limite ce comptage à un événement par trame. Nous avons remis en cause l'utilisation du discriminateur, qui, s'il offre une certaine souplesse nous enlève pratiquement un degré de liberté et de contrôle du signal. En dernier lieu, l'application aux faibles activités du radon nous a conduits à concevoir une nouvelle carte support, pouvant accueillir plusieurs chips ainsi que les nouvelles fonctions numériques.

5.1 Nouveau jeu de circuits

Dès les premiers constats de dysfonctionnement des circuits tels que ceux observés précédemment - court-circuit dans les alimentations, consommation de courant excessive, aucune réponse numérique ou analogique du circuit – nous avons pris contact avec le CNFM afin de savoir si on pouvait remonter à un problème de fonderie, mais nous avons fini par conclure à des défauts de conception.

Lors d'une soumission d'un circuit, le contrat prévoit un certain nombre d'exemplaires à délivrer au client, mais le fondeur dispose d'exemplaires supplémentaires. Nous avons reçu notre lot, mais devant le faible rendement (33 %) de fonctionnement -au regard de la technologie utilisée et de la relative simplicité du circuit- et après avoir explicité notre situation au CNFM, nous avons pu recevoir le reste des circuits produits, soit 12 exemplaires supplémentaires.

5.2 Nouveau système de test

La chaîne de test décrite précédemment s'appuyait sur une carte multifonction qui servait également au pilotage et au contrôle d'autres capteurs à pixel actif (Mimosa 1 et 5). La première carte support de l'AlphaRad a été développée pour s'intégrer dans cet environnement.

Afin d'évoluer vers un système autonome de mesures du radon dans l'air, nous avons donc entrepris de réaliser un système dédié à cette mesure.

5.2.1 Mise en pratique

Nous avons vu les problèmes et les faiblesses suivants :

- Les déclenchements fantômes
- La compensation d'offset (déclenchements par couplage)
- Le discriminateur (sans hystérésis et un seul événement pris en compte par trame)

Les deux premiers sont réglés par la désactivation d'une matrice suivie d'un protocole de mise en route du circuit. Nous soupçonnons également la fonction discriminateur d'être

En réalité, le circuit a été conçu pour pouvoir s'affranchir du système de comptage interne par la numérisation (conversion analogique-numérique) du signal de sortie de l'AlphaRad, le circuit disposant pour cela d'un étage de sortie avec un buffer.

L'idée est de traiter numériquement le signal converti pour réaliser un comptage optimal et traiter en particulier le cas d'événements multiples.

5.2.2 Discussion des possibilités d'amélioration

Le dispositif pour la mesure du radon doit être de petite taille et autonome. En expérience de comptage de ^{222}Rn « dit passif », il est clair que l'efficacité de détection est proportionnelle à la surface active. Comme nous avons déjà perdu un facteur 2 dans la taille (une matrice en moins), nous choisissons de placer 3 capteurs fonctionnant simultanément. Les capteurs devront pouvoir être interchangeables facilement. Cette carte devra être pourvue d'un convertisseur analogique-numérique pour traiter les 3 capteurs simultanément.

5.3 Mezzanine supportant l'AlphaRad.

Afin d'améliorer la testabilité des circuits, une petite carte support des circuits a été conçue. Elle permet d'accueillir chaque circuit afin de pouvoir être testé et changé très facilement sur la carte principale (Figure 5-1).

Les polarisations sont identiques pour chaque circuit : elles ne figureront pas sur cette petite carte.

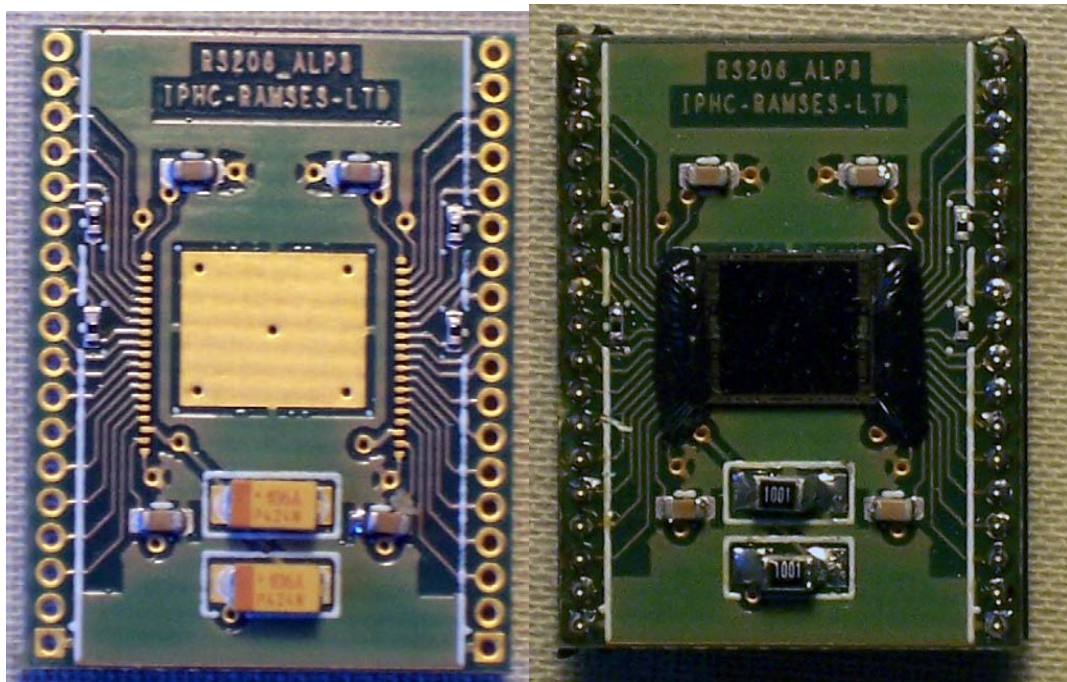


Figure 5-1 : Carte mezzanine supportant l'AlphaRad (18 × 24 mm²)

5.4 Carte principale multi-chips

Cette carte permet de faire l'acquisition simultanée de trois circuits AlphaRad et d'envoyer dans un premier temps les valeurs numériques vers un PC. Dans un deuxième temps, le traitement pourra se faire également sur la carte. Elle préfigure un prototype complet pour l'application au radon.

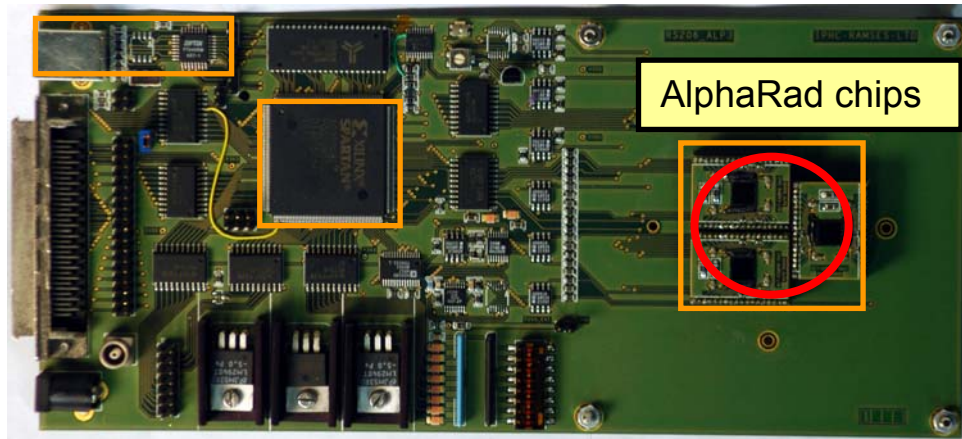


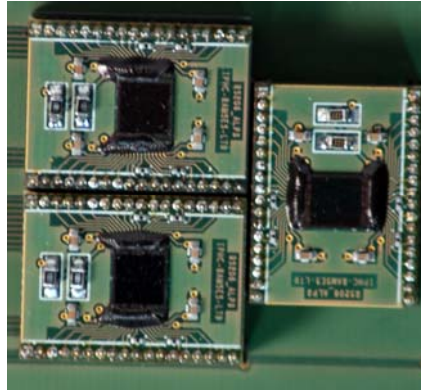
Figure 5-2 : Carte principale multi-chips et ses fonctionnalités

5.4.1 Fonctionnalités

Les zones surlignées de la Figure 5-2 nous montrent les parties essentielles de la carte.

Nous pouvons distinguer 5 parties :

- Les circuits AlphaRad et leur polarisation
 - L'étage de conversion analogique-numérique
 - Le bus USB
 - L'interface avec le PC.
 - Le FPGA
- a) La partie détection consiste en trois supports de carte mezzanine, ils permettent de tester facilement le nouveau jeu de circuits montés sur leur carte. Les circuits AlphaRad sont regroupés par 3 (afin de minimiser la surface de l'ensemble de détection (les cartes mezzanines et l'espace entre elles). Les circuits étant sensibles à la lumière, l'ensemble devra fonctionner dans le noir : nous avons prévu d'adjoindre un capot qui recouvrira les circuits tout en laissant passer l'air ambiant. L'étage de polarisation se trouve sous la carte principale.



5-3 : Agrandissement de la partie de détection constituée de trois AlphaRad

- b) La conversion analogique-numérique comporte une voie, les signaux analogiques sont multiplexés à l'entrée. Ce convertisseur a une résolution de 8 bits et peut fonctionner jusqu'à 20 MHz.
- c) Le bus USB fonctionne à l'aide d'un circuit qui assure l'interface entre la carte et le PC : ce composant très répandu de FTDI *technology* (série FT245), permet le contrôle de la carte au niveau de l'utilisateur pour envoyer et recevoir des paramètres de fonctionnement.
- d) Le connecteur d'interface permet d'envoyer les données converties des circuits sur un bus numérique de 32 voies vers un PC, sur lequel elles seront ultérieurement traitées.
- e) Un circuit programmable de type FPGA Xilinx assurera le cœur de fonctionnement de la carte et les liaisons entre les quatre parties précédentes.

5.4.2 Mise en route

Le circuit FPGA se programme à l'aide d'un langage de programmation VHDL (*Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language*). Ce langage décrit le comportement d'une architecture ou un système matériel. Le principal avantage de cette description est qu'elle est complètement modélisable et donc modifiable avant la conception finale d'un circuit. De plus, le FPGA offre la particularité d'être programmable à souhait, ce qui offre une certaine souplesse dans le développement.

Le code VHDL écrit et transféré dans le FPGA, la carte est capable de générer les signaux d'horloge et de remise à zéro de l'AlphaRad. Les sorties analogiques sont numérisées et envoyées sur le bus 32 voies.

La même carte que celle décrite précédemment (paragraphe 3.2.2) reçoit les signaux du bus sur le PC. Une nouvelle fois, le logiciel Labview est utilisé pour afficher et traiter les données reçues.

5.4.3 Logiciel d'acquisition

L'interface graphique (Figure 5-4) nous montre les fonctionnalités du logiciel. Le système permet d'acquérir les données en continu et de les sauvegarder à intervalles réguliers fixés. Des fichiers de données sont enregistrés pour chaque capteur, ils contiennent des histogrammes calculés. Ces histogrammes répertorient le nombre et la hauteur ADC des signaux.

L'analyse des données est prévue pour six matrices (deux par capteur), trois sont donc actives pour les raisons évoquées précédemment.

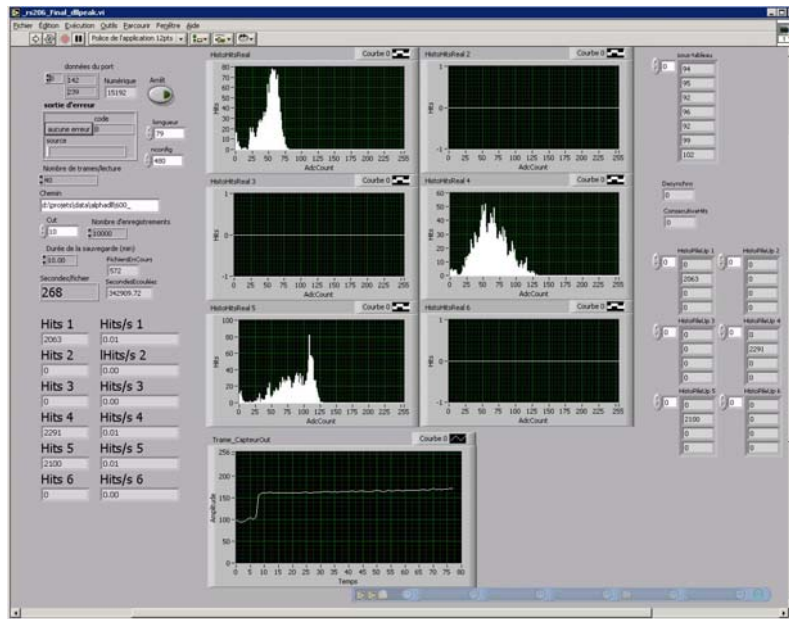


Figure 5-4 : Interface graphique du logiciel d'acquisition

Trois histogrammes sont affichés ainsi que les compteurs individuels (visibles sur la partie droite de l'écran).

5.4.4 Données issues du convertisseur

Afin de véhiculer le signal vers le convertisseur, un étage d'amplification a été ajouté avant le multiplexeur. Le bruit total de la chaîne est donc augmenté, ce bruit n'est plus celui mesuré par les résultats de la fonction de discrimination calculée au paragraphe 3.4.

On calcule le bruit total en additionnant les variances indépendantes, donc :

$$\sigma_{circuit} = \sqrt{(\sigma_{total}^2 - \sigma_{étage}^2)}$$
 où σ_{total} est le bruit de la chaîne complète d'acquisition et $\sigma_{étage}$ est le bruit de la chaîne sans le circuit.

Après des mesures à l'oscilloscope, le niveau de bruit de l'étage est de : $\sigma_{étage} \leq 0.5 \text{ mV}$ (que l'on compare à $\sigma_{total} \cong 30 \text{ mV}$), d'où on conclut $\sigma_{circuit} \cong \sigma_{total}$

La Figure 5-5 nous montre les mesures effectuées à l'aide du système d'acquisition

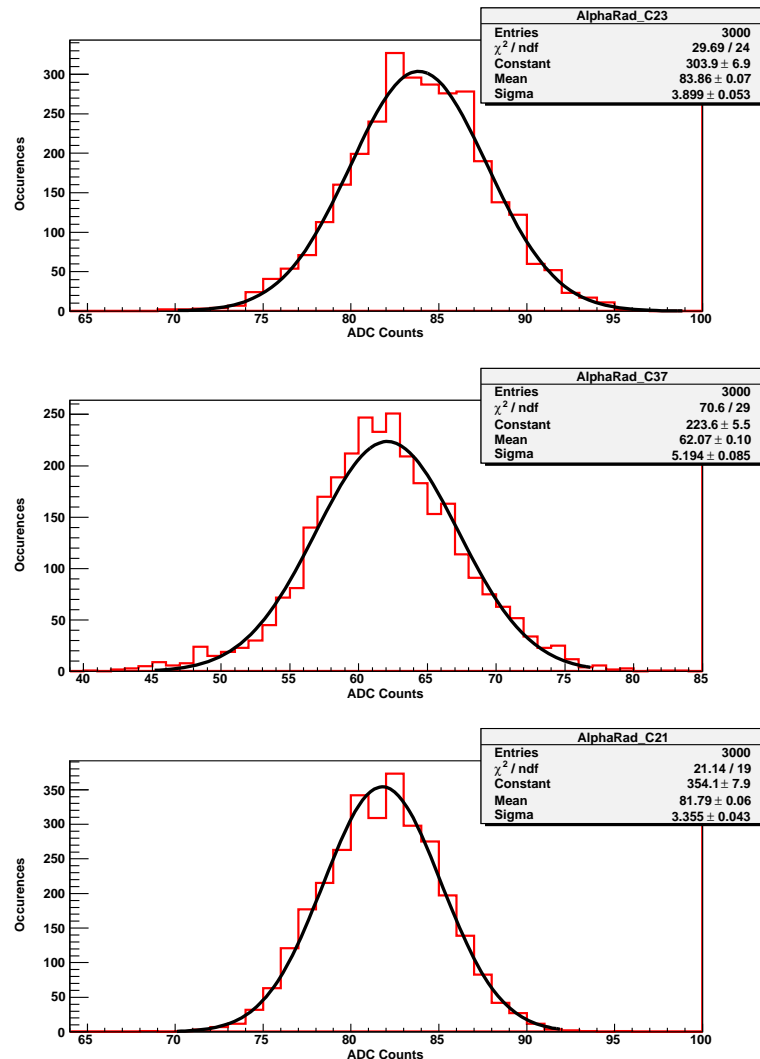


Figure 5-5 : Mesures de bruit sur les trois circuits du système

Le Tableau 9 résume cet ensemble de mesures pour les trois circuits retenus :

Circuit	σ_{total} (coups ADC)	Ligne de base (coups ADC)	Amplitude (coups ADC)	S/N
23	3.9	84	85	21.3
37	5.2	62	138	26.5
21	3.3	82	130	39

Tableau 9 : Rapport signal à bruit des trois circuits retenus pour la carte multi-chips.

Les données proviennent d'une campagne de mesures du radon dans une enceinte. Le circuit a été conçu pour délivrer un rapport signal à bruit de l'ordre de 20. Les résultats nous montrent que les circuits sont utilisables.

On remarquera que les valeurs de bruit sont nettement moins élevées en regard de celles observées pour le discriminateur interne (70 en moyenne), dans ce cas la comparaison se fait avant l'étage de sortie du circuit (qui rajoute une autre source de bruit par le buffer de sortie). Il reste néanmoins difficile de comparer les valeurs, car le fonctionnement est différent.

5.4.5 Temps mort du système

Nous nous sommes aperçu que les conditions d'utilisation retenues et simulées lors de la conception du circuit pouvaient être modifiées. Si on reste sur les fréquences de fonctionnement suggérées, à savoir, une fréquence de *reset* de 10 kHz (100 μ s entre les impulsions), on mesure un délai de 6 μ s entre le moment où le *reset* est actif et celui où la ligne de base retrouve la stabilité. Pendant ces 6 μ s, le signal de démarrage du transfert sur le bus est lancé, le signal d'arrêt de transfert est créé au front haut du signal *reset*. Nous avons donc un temps mort total de 6 μ s (ce temps mort est incompressible) soit 6 % du temps. Cette valeur n'est pas très satisfaisante (perte de taux de comptage) et nous avons songé à diminuer la fréquence de *reset* du circuit. Il s'agira toutefois d'en vérifier les conséquences, car cette fréquence conditionne la fuite de courant lors d'une trame, et si elle est trop importante le signal sortira de la gamme dynamique du convertisseur analogique-numérique.

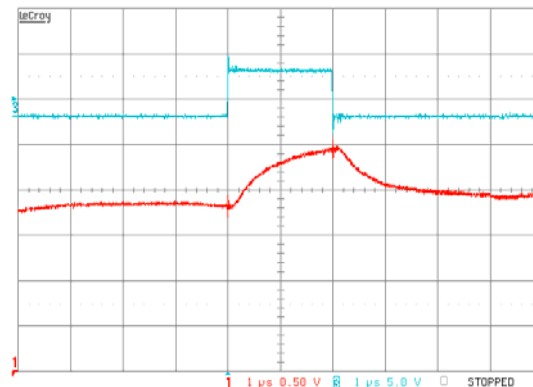


Figure 5-6 : Signal de reset en haut, le transistor se ferme et la ligne de base retrouve son état après un temps de 6 μ s.

Après différents réglages, nous choisissons de diminuer la fréquence de remise à zéro d'un facteur 4.4. La différence de variation de la ligne de base du signal de sortie du circuit reste négligeable (inférieure à 1 %), le circuit peut donc fonctionner à cette fréquence.

Avec un T_{reset} ramené à 2 kHz, le temps mort se trouve réduit en valeur relative, la nouvelle valeur est de $T_{\text{deadtime}} = 1.4 \%$.

5.4.6 Discrimination numérique

Afin de pallier le défaut du discriminateur intégré au circuit, nous avons mis en place un traitement numérique de discrimination. Ce traitement externe prend en compte les déclenchements multiples pouvant avoir lieu pendant une trame (entre deux remises à zéro du circuit). Cette nouvelle fonction est indispensable dans le cas de hauts flux, dans le cas d'une source proche et certainement pour la détection de faisceaux de neutrons.

Il existe beaucoup de traitements différents pouvant faire office de détecteur de pics. Celui utilisé peut être aisément implémenté dans un FPGA dans le cas d'une sérialisation des données en sortie. Lorsque les données sont envoyées au PC, elles forment des blocs de 80 octets qui composent une trame. Les traitements sont plus aisés, car on peut considérer une analyse en bloc de la trame entière ; les principaux algorithmes de détection de pics fonctionnent sur ce principe.

Si l'on envisage le traitement à la volée des données, on imagine les données rentrant dans un registre d'une longueur limitée (ici 6, pour effectuer la dérivée) et ainsi toutes les opérations peuvent être faites en parallèle (de façon concurrente, selon le langage VHDL) dans le FPGA.

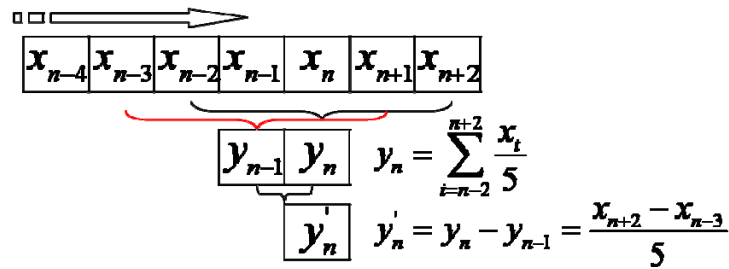


Figure 5-7 : Algorithme de traitement des données pour une discrimination numérique

Le traitement est le suivant pendant l'acquisition d'une trame de 80 échantillons ($x_n, n \in \llbracket 1, 80 \rrbracket$)

- Moyenne mobile de la trame sur 5 points, les deux premières valeurs sont fixées.

$$y_1 = x_1, y_2 = x_2$$

$$\forall n, n \in \llbracket 3, 78 \rrbracket, y_n = \frac{x_{n-2} + x_{n-1} + x_n + x_{n+1} + x_{n+2}}{5}$$

$$y_{79} = x_{79}$$

$$y_{80} = x_{80}$$

- Dérivée du signal dont on a fait une moyenne mobile:

$$\dot{y}_0 = 0$$

$$\dot{y}_{80} = 0$$

$$\forall n, 2 \leq n \leq 79$$

$$\dot{y}_n = y_n - y_{n-1}$$

L'algorithme montre toute sa puissance, car pour tout le traitement, il suffit de soustraire des données : nous avons donc pour le calcul de la valeur de la dérivée en un point après la moyenne mobile :

$$\dot{y}_n = \frac{x_{n+2} - x_{n-3}}{5} \text{ qui explique la profondeur du registre (6 mots).}$$

- On teste si la dérivée est supérieure à un seuil fixé S soit $x_{n+2} - x_{n-3} \geq 5S$
Dans le cas affirmatif, on entreprend les actions suivantes :

- Incrémentation du compteur
- Stockage de la hauteur du signal ADC dans un histogramme.
- Incrémentation de la valeur de position du registre de 6 ; dans tous les cas la collection du signal de la matrice de pixels se fait au maximum en 5 à 6 coups d'horloge.

Remarque : le pas de réglage du discriminateur est lié à la résolution ainsi qu'à la dynamique d'entrée du convertisseur analogique-numérique. Le circuit utilisé a une résolution de 8 bits pour une dynamique de 2 V, ce qui donne un pas de : $\Delta V_{disc} = \frac{2}{256} = 7.8 \text{ mV}$

Or, le signal est amplifié et adapté avant son entrée dans le convertisseur. Le signal que doit délivrer l'AlphaRad pour une particule α de 5 MeV correspond à une chute de tension de 1.5 V. Nous avons divisé le signal par 1.5 avant sa conversion. On obtient ainsi le pas réel de réglage du discriminateur en sortie du circuit : $\Delta V_{réel} = 7.8 \times 1.5 = 11.7 \text{ mV}$

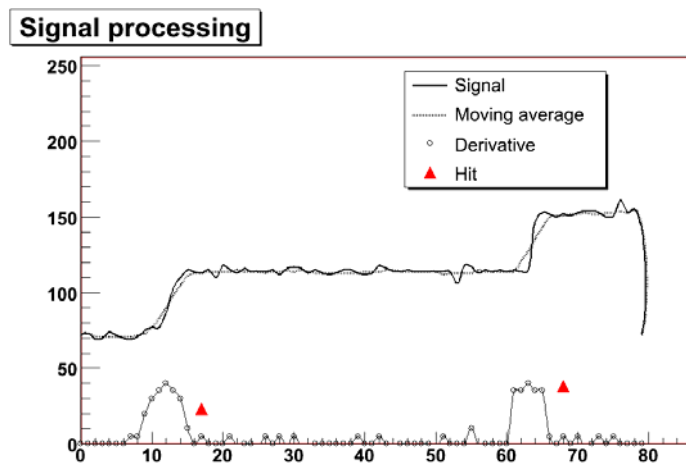


Figure 5-8 : Traitement numérique des données d'une trame, dans le cas particulier d'un double signal α entre deux remises à zéro.

Sur la Figure 5-8, une trame d'un capteur correspondant à 80 échantillons est analysée. Le choix s'est porté sur un cas où deux particules α ont été détectées. Le signal original est la courbe noire en gras. Lors du passage d'une particule, le circuit intègre les charges, ce qui explique la variation de la ligne de base (échantillons 10 à 16) lors du premier coup. Le deuxième entraîne une nouvelle variation (échantillons 60 à 66), qui n'aurait pas été détectée avec le discriminateur interne au capteur. La moyenne mobile est représentée par la ligne grise.

La dérivée est la courbe sur l'axe x (peu de variations sur une durée de trame) où les deux coups en rouge sont identifiés après le passage dans l'algorithme.

La valeur de la hauteur ADC des signaux est calculée comme différence entre la moyenne de la ligne de base avant et après un coup détecté. Cette valeur est utilisée à titre indicatif, car la particule α ne laisse pas la totalité de sa charge dans le capteur et ce type de circuit ne peut pas offrir une spectroscopie véritable, pour des raisons fondamentales expliquées au chapitre 2.1.

Nous avons vu les avantages d'une telle discrimination, l'inconvénient est la perte de détection lors de quatre échantillons (les deux premiers et les deux derniers), car le filtre (moyenne mobile et dérivée : le discriminateur) doit être initialisé et nous devons stocker deux valeurs pour le calcul de la dérivée.

En électronique numérique, la performance de filtrage peut-être grandement augmentée, en utilisant par exemple une moyenne mobile à coefficients pondérés exponentiels. Cette performance peut alors être ajustée à l'aide d'un paramètre.

Les résultats obtenus à l'aide de notre algorithme semblent satisfaisants, mais la souplesse du FPGA autorise de futurs développements.

5.5 Nouvelle série de circuits

Nous disposons d'une nouvelle série de 12 circuits qui après avoir été placés sur leur support respectif ont été testés.

Les résultats sont les suivants :

Circuit	VoieA	VoieB	A	B	Commentaire
23/030204	HS	ok, $v_h = 3.2$, $v_l = 0.9$	*	ok	B bruyante
19/030204	ok, $v_h = 3.3$, $v_l = 1.6$	ok, $v_h = 3.3$, $v_l = 1.6$	ok	ok,	B bruyante
22/030204	ok, $v_h = 2.8$, $v_l = 1$	ok, $v_h = 2.8$, $v_l = 1$	**	**	instable, sacrifier une voie ?
20/030204	HS	HS	*	*	
38/121005	ok, $v_h = 3.0$, $v_l = 0.8$	HS	ok	*	B instable A peu de gain, bruyante
40/121005	HS	HS	*	*	
37/121005	ok, $v_h = 3.0$, $v_l = 1.6$	HS	ok	*	désactive B ?
21/030204	HS, $v_h = 3.5$, $v_l = 3.5$	ok, $v_h = 3.2$, $v_l = 0.9$	*	ok	
39/121005	HS	HS	*	*	
24/030204	ok, $v_h = 3.0$, $v_l = 0$	ok, $v_h = 3.0$, $v_l = 0$	ok	ok	B bruyante

Tableau 10 : Résultats des tests de la deuxième série de circuits (v_h = valeur haute de la ligne de base, v_l = valeur basse de la ligne de base).

Les résultats sont une nouvelle fois hétéroclites, et le rendement reste faible : 33 % (8 voies fonctionnelles sur 24).

Les trois circuits installés sur la nouvelle carte multi-chips proviennent de ce nouveau lot.

6 Simulations détaillées et tests en source.

6.1 Outils de simulation

Il existe différents types d'outils de simulation qui permettent de calculer la façon dont les particules (α dans notre cas) interagissent avec la matière du capteur. Il s'agit d'intégrer l'équation de Bethe-Bloch expliquée précédemment, en tenant compte également des diffusions multiples qui génèrent des changements de trajectoire. La méthode numérique de simulation Monte-Carlo permet le calcul des trajectoires arbitraires d'un nombre fixé de particules. Elle prévoit leurs interactions avec la matière qu'elles traversent. Ces interactions ont en général une distribution de valeurs possibles en sortie à laquelle on applique des tirages aléatoires. Les interactions successives d'une particule sont calculées analytiquement et à la fin de chaque section, la perte d'énergie est calculée et sa direction modifiée par le tirage aléatoire dans la distribution des angles de diffusion.

Les simulations Monte-Carlo sont utilisées non seulement pour calculer le transport et les interactions d'un grand nombre de particules, mais aussi leurs interactions avec les particules secondaires. Les différences entre les programmes TRIM, GEANT4 seront détaillées plus loin. Certains programmes de simulation tels que GEANT4 et MNCP incluent en plus le transport et l'interaction dans des géométries complexes ; ces deux suites logicielles fonctionnent à partir d'une base de données, ouverte dans le cas de GEANT4, qui peut être complétée par les besoins des utilisateurs afin d'affiner la simulation.

SRIM, acronyme pour *Stopping and Ranges of Ions in Matter*, [42] est un ensemble de routines qui calculent le pouvoir d'arrêt et la perte d'énergie d'ions dans la matière. La gamme d'énergie des ions s'étend de 10 eV à 2 GeV par nucléon. Le modèle utilise une approche de mécanique quantique pour le traitement des collisions ion-atome.

Des algorithmes statistiques sont utilisés qui autorisent aux ions des sauts aléatoires entre les collisions calculées.

Les cibles sont décrites comme composées de couches de matière dont chaque paramètre peut-être défini. SRIM produit en sortie une distribution finale des ions et le calcul associé à leur perte d'énergie. SRIM s'utilise sous un PC et convient très bien pour les simulations des parcours et des pertes d'énergies des particules α dans le silicium ; il donne des résultats assez rapides sans tenir compte des détails et d'une géométrie fine du capteur. Il permet également de simuler les dommages subis par le capteur par conversion de l'énergie linéique en dose reçue.

Nous présentons d'abord les résultats de simulations SRIM et TRIM. L'outil de simulation plus complexe GEANT4 sera mis en œuvre plus tard.

6.2 Simulations SRIM

Une première étape qui s'impose pour tout type de logiciel de simulation est la définition de la géométrie du système cible. La seconde, qui complète la première est de choisir la composition de matériaux de l'ensemble cible. Enfin, le type d'ions ou particules avec leur énergie est sélectionné pour être envoyé sur la cible.

Ce logiciel offre la possibilité de se faire une idée rapide (calcul de bornes) des interactions dans le système.

6.2.1 Perte d'énergie des α dans le silicium

La perte d'énergie dans le silicium est calculable par une approximation analytique qui donne les bons ordres de grandeur. Ce logiciel SRIM, très utilisé pour calculer les épaisseurs en radioprotection, fournit bien entendu des résultats très quantitatifs.

Pour une particule non-relativiste, la formule de Bethe-Bloch peut s'exprimer de manière simple :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} \rho N_A \frac{Z}{A} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}} \right)$$

avec $e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \sim 2.3 \times 10^{-28} SI$; $\rho N_A \frac{Z}{A}$ étant la densité électrique du milieu et \bar{I} le potentiel d'ionisation moyen de l'atome cible.

On en déduit le parcours \bar{R} (distance maximale parcourue par une certaine particule d'une énergie donnée dans un matériau donné) est donné par :

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \int_0^{E_0} \frac{1}{TLE} dE$$

qui est la définition du transfert linéique d'énergie (TLE).

Le Tableau 11 donne les caractéristiques physiques des matériaux utilisés pour la simulation, où apparait la différence fondamentale entre solide et gaz (un facteur supérieur à 1000 pour les masses volumiques).

Élément	A	Z	$\bar{I}(eV)$	$\rho \left(\frac{g}{cm^3} \right)$
Air	29	14.4	80.5	$1.205 \cdot 10^{-3}$
Si	28.09	14	32	2.33
SiO ₂	20	10.8	139	2.32

Tableau 11: Paramètres d'ajustement pour la formule de Bethe-Bloch pour les trois matériaux qui nous intéressent [40].

6.2.1.1 Résultats de simulation SRIM

Après avoir défini les données en entrée, on obtient les résultats de la perte d'énergie dans l'air et le silicium qui permettent d'en déduire le parcours des α dans notre capteur (Figure 6-1):

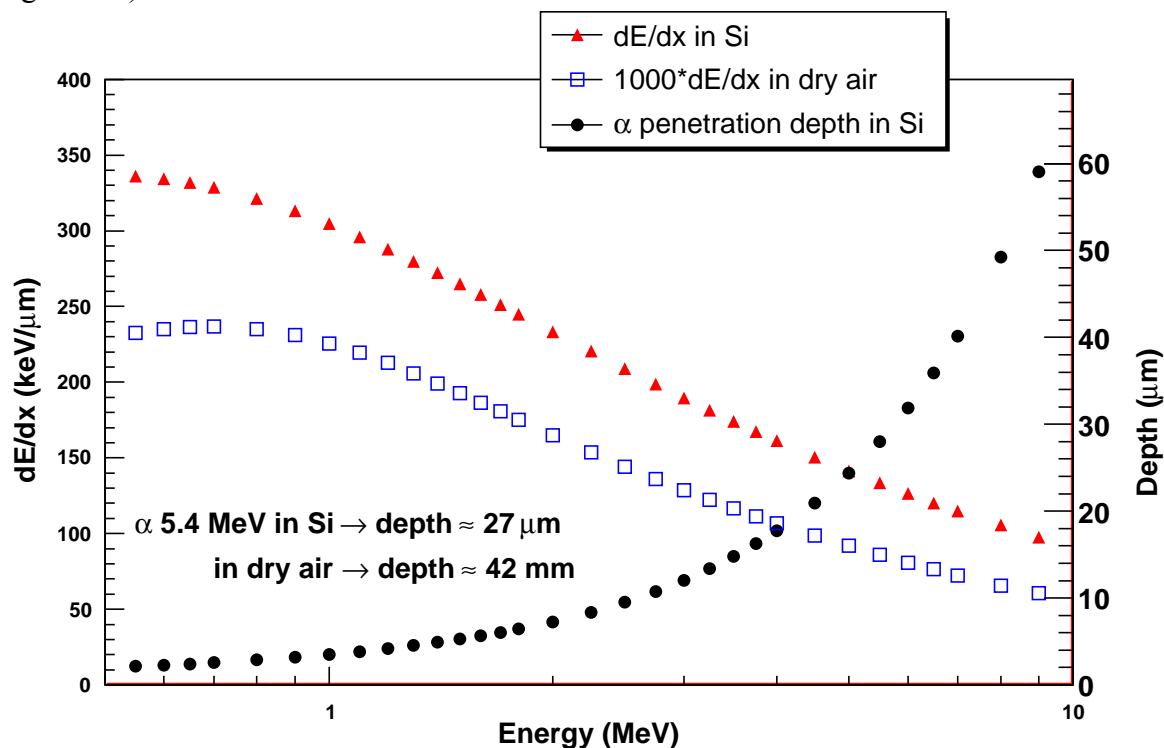


Figure 6-1 : Perte d'énergie des particules α dans le silicium et dans l'air. On a superposé le parcours des α (profondeur de pénétration)

La profondeur maximale de silicium atteinte pour un α de 5.4 MeV est donc de 27 μm . Ce résultat est important au vu de la géométrie interne du capteur.

L'AlphaRad se compose schématiquement d'un assemblage de trois couches superposées :

- Oxyde de silicium (SiO_2) pour la partie 'électronique' de 6 μm d'épaisseur
- Silicium pour la zone épitaxiale de 14 μm d'épaisseur
- Silicium pour le substrat : de 300 μm d'épaisseur, dont le dopage est supérieur à la zone épitaxiale ce qui permet d'assurer le piégeage des électrons d'ionisation dans la zone épitaxiale pendant le temps de collection (typiquement 100 μs).

Soit au total 320 μm de silicium pour le capteur. Le résultat précédent nous montre qu'au maximum la particule α s'arrêtera dans les 10 premiers μm du substrat si la particule ne traverse aucune couche de matière avant d'entrer dans le capteur, c'est-à-dire pour un émetteur α au contact de l'oxyde.

6.2.2 Géométrie

Afin d'obtenir plus de précision sur les interactions le capteur fera l'objet d'une description détaillée dans la simulation. On utilisera l'outil complémentaire (TRIM) qui permet de calculer et d'afficher les trajectoires complètes. Le système est décrit en trois couches comme présenté sur la Figure 6-2.

L'épaisseur de la couche de substrat est volontairement limitée à $10\text{ }\mu\text{m}$ d'après les remarques des paragraphes précédents. Une des premières limitations de TRIM est de fonctionner à l'aide de plans infinis, la seconde est de n'admettre que des sources ponctuelles. L'angle de tir est réglable, mais il n'est d'aucun secours lors de plans infinis. Pour décrire le modèle d'une source étendue qui rayonne sur 2π , l'outil n'est pas adapté.

Remarque : les pistes métalliques inhérentes à tout circuit ne sont pas prises en compte pour la simulation. Le *fill factor* du pixel est $\sim 100\%$, leur influence est négligeable.

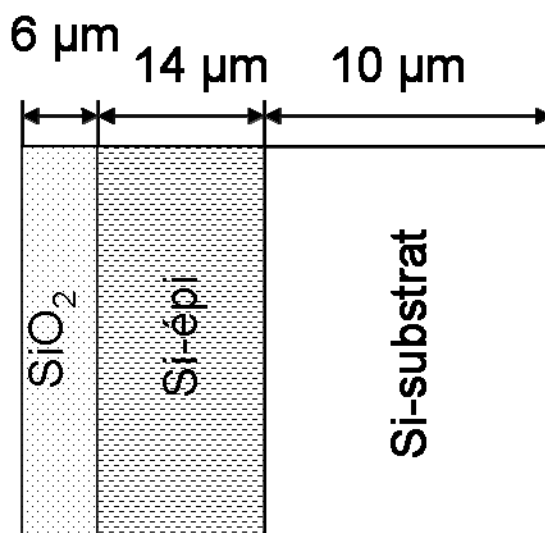


Figure 6-2 : Description géométrique et physique de l'AlphaRad

La géométrie a été volontairement limitée sur l'axe Oy, TRIM n'en tiendra pas compte, c'est un plan infini.

À l'aide de l'interface graphique du logiciel, la géométrie est décrite à partir d'un jeu de couches associées à chaque fois à leur composition chimique (atomique). Aucune couche d'air n'intervient entre la source et le capteur, car le logiciel n'offre pas facilement une discrétisation fine. Le logiciel fournit divers fichiers de résultats en sortie associés à des données graphiques.

Les résultats de sortie sont ensuite importés dans ROOT [43] qui est l'outil d'analyse standard de la communauté de physique subatomique.

6.2.3 Résultats de simulation TRIM

La simulation génère les trajectoires d'un nombre fixé de particules α d'énergie définie en entrée. Un exemple de résultat pour un ensemble de 10000 particules α d'une énergie de 5.486 MeV est montré sur la Figure 6-3. On remarque en particulier la simulation des déflexions angulaires ainsi que la structure spatiale du pic de Bragg.

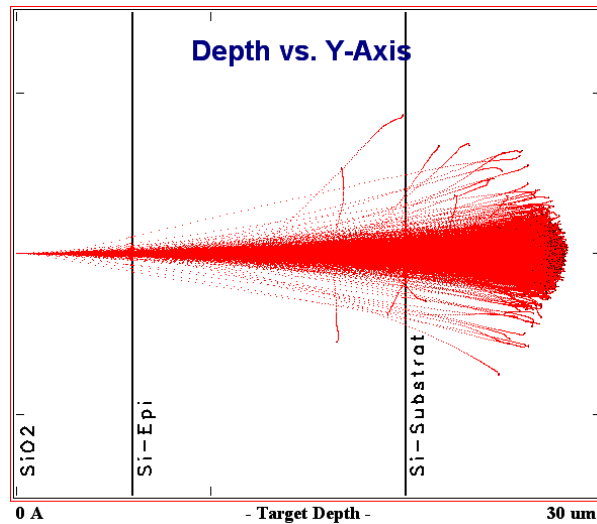


Figure 6-3 : Simulations TRIM de trajectoires dans le silicium d'une population de 10000 particules α à l'incidence nulle $\theta = 0^\circ$.

La distance moyenne de pénétration est bien inférieure à 30 μm . La distribution des profondeurs de pénétration (Figure 6-4) représente le pic de Bragg en projection horizontale.

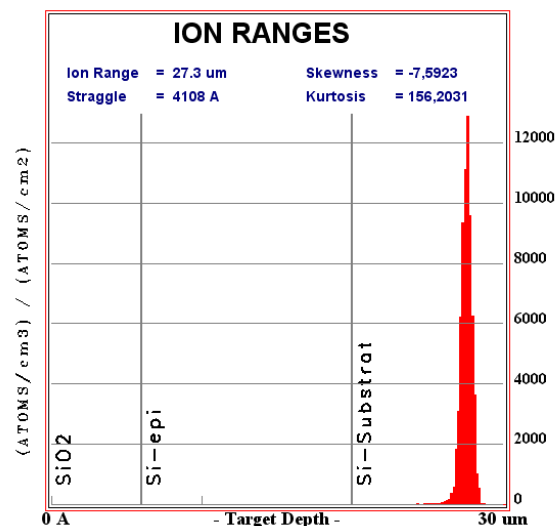


Figure 6-4 : Distribution des longueurs de pénétration

La distribution du pic de Bragg est centrée sur 27.3 μm avec un écart-type de 0.4 μm (dans ce cas la source est directement placée devant la couche d'oxyde de silicium). Cette valeur

correspond bien à la valeur calculée précédemment, avec ici une visualisation sur tout l'espace.

6.2.3.1 Le pic de Bragg

Le dépôt d'énergie dans la matière donne ainsi naissance à une concentration d'ionisation en fin de trajectoire. Au fur et à mesure du déplacement de la particule dans un milieu, elle perdra de plus en plus d'énergie par unité de parcours, car une énergie plus faible correspond à un pouvoir d'ionisation croissant, d'où un effet boule de neige. L'explication est la suivante :

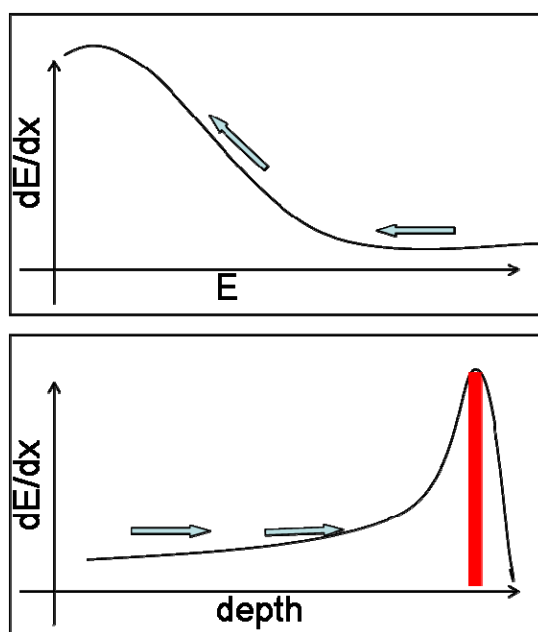


Figure 6-5 : Pic de Bragg comme conséquence de l'évolution de la particule le long de la courbe de Bethe.

La particule se déplace dans le matériau en perdant de l'énergie, on peut considérer qu'elle se « déplace » sur la courbe de Bethe et sa perte linéique va donc en augmentant. Mais plus la particule perd de l'énergie plus le « dE/dx » est grand ce qui se traduit sur la figure du bas où, à la fin du trajet, la particule perd l'essentiel de son énergie : le pic de Bragg. Cet effet est très utilisé notamment dans la médecine nucléaire à l'aide d'accélérateurs de protonthérapie où la zone à traiter est placée à la distance du pic de Bragg de façon à ne pas trop endommager les tissus placés en amont.

Dans le cas d'une source d'américium dans le capteur AlphaRad, les profils de simulation donnent les courbes de la Figure 6-6. qui correspondent aux trois raies principales dont les énergies sont respectivement 5.388, 5.443 et 5.486 MeV.

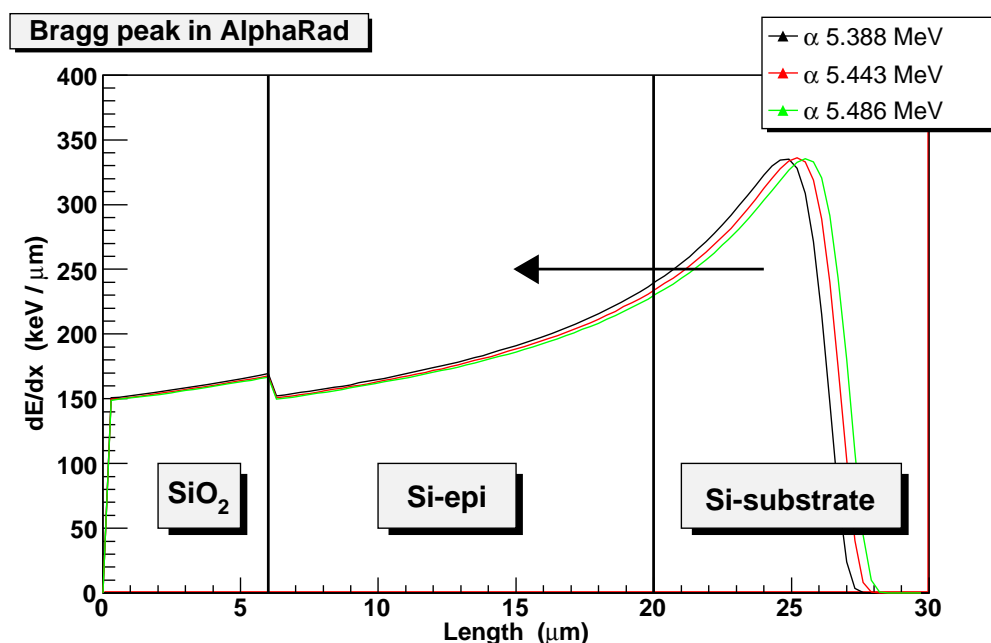


Figure 6-6 : Profil de dépôt d'énergie dans l'AlphaRad pour de l'américium placé au contact du capteur (et pour $\Theta = 0$), l'américium présente trois raies d'émission assez proches.

La variation est maximale à la profondeur d'environ 27 μm . Une cassure se produit à la frontière entre deux matériaux, l'oxyde de silicium et le silicium. Elle s'explique par la légère différence de densité entre eux, la fonction de Bethe - Bloch étant proportionnelle à ρ . Le pic de Bragg peut se déplacer vers la couche épitaxiale, ce qui correspondra à un dépôt d'énergie maximum dans la couche sensible proprement dite du capteur. Ce déplacement a lieu lors d'une atténuation préalable de la particule par son passage dans un premier matériau avant son entrée dans le capteur, ce qui est le cas lors de tests de laboratoire sous source, où le matériau d'atténuation préalable sera de l'air. Le signal reçu dans la couche sensible (de taille 14 μm) du capteur est celui généré par le pic de Bragg dans cette zone. La perte d'énergie dans l'air pour des particules α est donnée par la formule de Bethe-Bloch en considérant que pour l'air $\bar{Z} = 14.4$, $A = 29$ et $\rho = 1.20 \times 10^{-3}$ (voir la Figure 6-1). Il faut simplement noter que la différence est d'un ordre de grandeur (la perte d'énergie se compte en $\text{eV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ d'où un parcours qui se compte en mm et non plus en μm)

La figure suivante illustre l'effet du déplacement du pic de Bragg dans le capteur, ce déplacement est simulé par l'éloignement de la source du capteur.

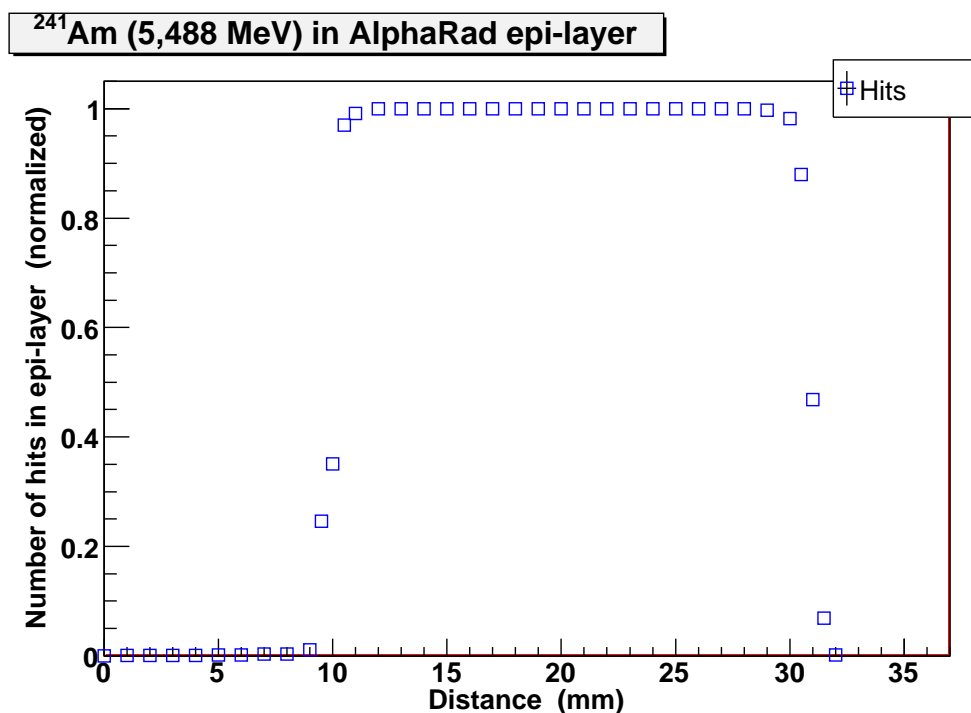


Figure 6-7 : Déplacement du pic de Bragg en fonction de la distance source-capteur (simulations SRIM).

Seule une énergie α est représentée sur la Figure 6-7, (les raies sont très proches). La figure est donnée à titre de discussion. Les données ont été obtenues en simulation respectivement sans et avec couche épitaxiale afin de calculer le nombre de particules effectivement détectées. Le simulateur ne donne pas le nombre de particules arrêtées par couche du modèle.

On observe bien qu'à grande distance les particules perdent toute leur énergie dans l'air et ne franchissent plus la couche d'oxyde de silicium. Elles s'arrêtent dans la couche épitaxiale et au fur et à mesure que la source se rapproche du capteur elles ont encore suffisamment d'énergie pour franchir cette couche et s'arrêter ensuite dans le substrat.

Il n'a pas été tenu compte dans cette simulation des particules rétrodiffusées. Des simulations plus fines tiendront compte d'une épaisseur d'air variant entre 5 et 35 mm.

6.2.3.2 Discussion

Les simulations SRIM et TRIM affinent notre perception de ce qui se passe dans le capteur. Nous avons quelques informations qualitatives sur les pertes d'énergie et les distances de pénétration. Ces simulations sont limitées à l'emploi d'une source ponctuelle et les particules α sont émises à un angle de 0° (l'angle peut être modifié, mais la source restera ponctuelle). En fait, notre système utilise une source électro-déposée (donc étendue) qui émet dans 2π . (Figure 4-2) Le capteur ainsi que la source sont des volumes en trois dimensions qui ne sont pas décrits correctement dans une simulation TRIM. Ces limitations imposent de passer à un outil plus adapté qui tient compte des remarques précédentes.

6.2.4 Simulations Geant4

GEANT4 (GEometry ANd Tracking, G4) est un logiciel en perpétuelle évolution [44] dont le code source est fourni. Il est écrit en langage-objet C++ qui offre la souplesse de pouvoir intégrer ou modifier aisément des modules sans perturber l'architecture globale de son code.

Gratuit et fonctionnant de manière complètement ouverte, il est utilisé par un grand nombre de personnes de milieux différents (astrophysique, physique nucléaire, physique des particules, dosimétrie, etc.). L'ensemble des utilisateurs contribue d'une part à faire évoluer et à améliorer le code et d'autre part à enrichir la base de données expérimentale de manière continue. Cet outil est destiné aux simulations du transport des particules dans la matière pour l'optimisation des grands détecteurs (CERN). Il utilise des méthodes statistiques Monte-Carlo, qui sont basées sur des tirages de nombres aléatoires suivant des fonctions de densité de probabilité. Ces techniques sont particulièrement adaptées et efficaces pour la simulation de phénomènes physiques de nature stochastique (processus d'émission, transport et détection de particules dans la matière).

G4 utilise des boîtes à outils [45] qui incluent toutes les descriptions et phénomènes nécessaires au transport de particules dans la matière, à savoir la géométrie du dispositif, l'ensemble des particules et leurs interactions physiques associées, la génération des événements, le parcours et les interactions des particules dans les champs électromagnétiques et la matière, les caractéristiques physiques des détecteurs. D'autres boîtes permettent de visualiser les détecteurs et les trajectoires, de stocker les données et enfin de les analyser. Ce logiciel utilise sous forme de classes les modèles physiques, acquis de l'expérience des physiciens, qui décrivent le comportement des particules dans la matière avec un éventail très large en énergie : de 250 eV à quelques PeV.

Différentes interfaces peuvent s'utiliser sous la forme de logiciels indépendants pour traiter et visualiser les données de la simulation. On peut mentionner Wired ou DAWN pour la visualisation et ROOT pour l'analyse des données, ce couplage avec ROOT par le biais de ntuples et d'arbres est la principale force de cet outil.

6.2.4.1 Structure d'un programme

L'environnement GEANT4 utilise la modélisation « objet » de certaines classes qui décrit le comportement du dispositif. Un programme gèrera donc des '*run*' qui sont des boucles sur des événements.

C'est le '*runManager*' qui s'occupe du déroulement du programme, il va initialiser le programme en récupérant les informations de construction et de déroulement de la simulation.

Trois classes sont au minimum initialisées par le *runManager* :

- G4VUserDetectorConstruction qui décrit complètement le dispositif de manière physique (géométrie, matériaux, etc.)
- G4VUserPhysicsList qui définit les particules (primaires et secondaires) et les interactions physiques et coupures associées dans la simulation.
- G4VUserPrimaryGeneratorAction qui décrit la façon de générer les événements.

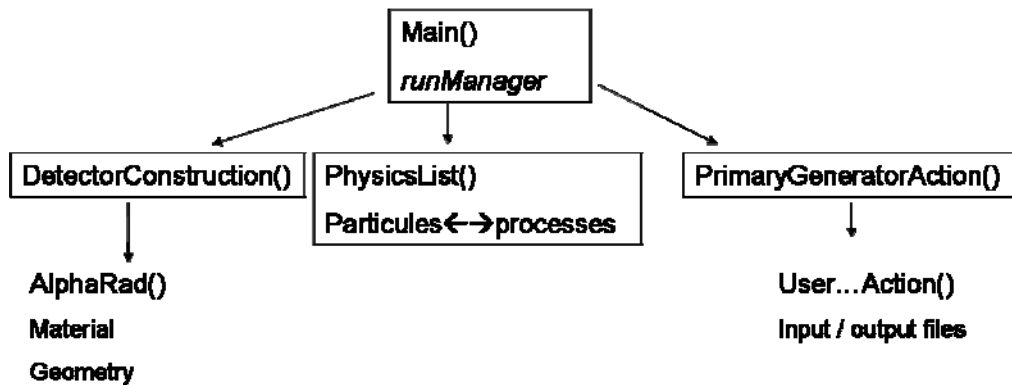


Figure 6-8 : Architecture du programme de simulation

6.2.4.1.1 Description physique et géométrique du dispositif

Le dispositif expérimental (Figure 6-9) ainsi que la nature des matériaux le constituant sont complètement décrits dans cette étape de construction du détecteur. Les formes classiques utilisées comme les parallélépipèdes et les cylindres appartiennent déjà à la bibliothèque de GEANT4.

Le capteur AlphaRad (Figure 6-9) et la source (émission dans 2π) sont ainsi décrits comme des objets physiques de taille, volume et matière bien définies ; une succession de parallélépipèdes de matériaux différents pour le capteur et un cylindre de diamètre 8 mm et d'une épaisseur de 100 μm pour la source.

Remarque : Comme seulement une des matrices du capteur est fonctionnelle (3.3.4.3) nous aurions pu faire figurer seulement celle-là pour la simulation, mais dans ce cas nous n'aurions pas tenu compte des interactions possibles des particules α avec la matrice désactivée qui finissent par se retrouver dans la couche épitaxiale de la matrice active.

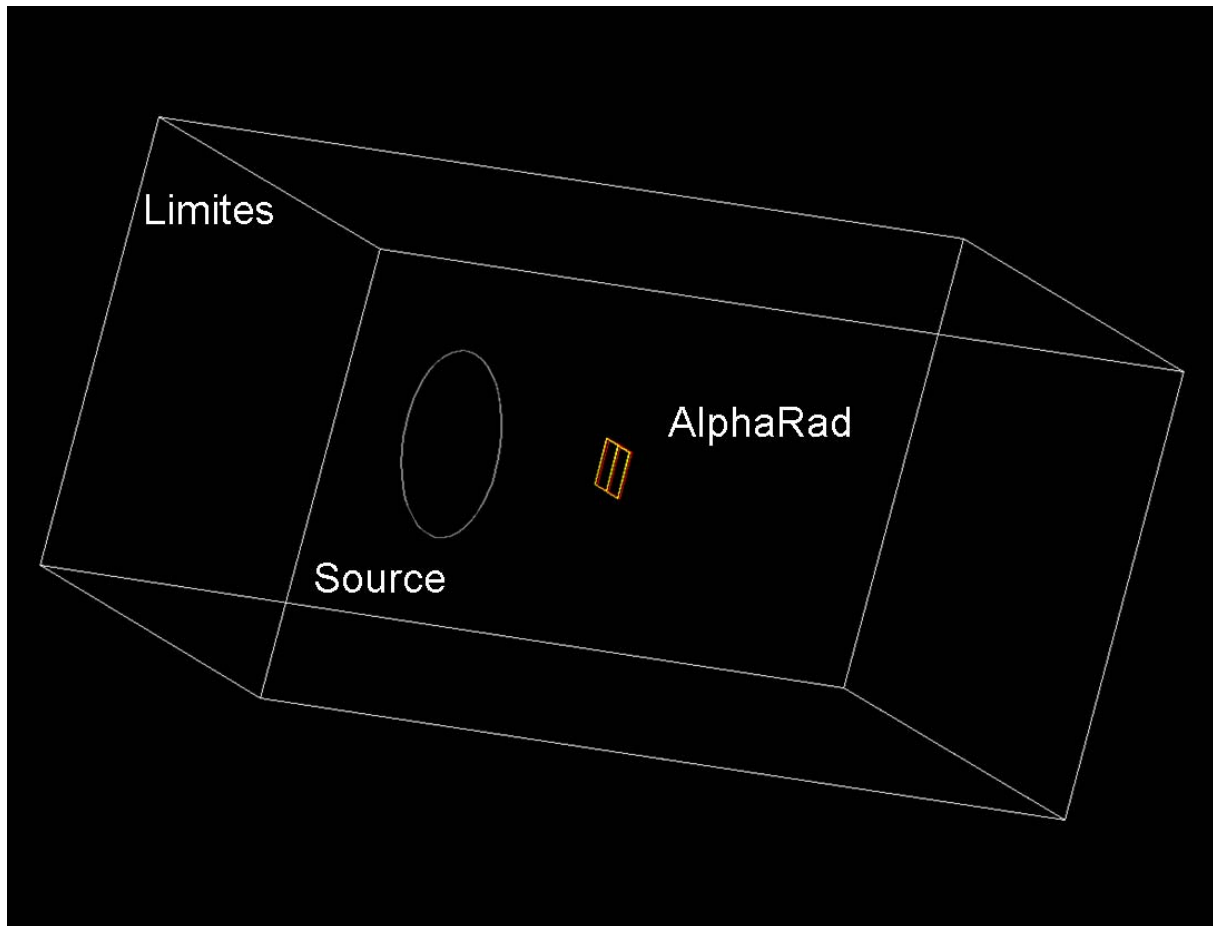


Figure 6-9 : Description du dispositif expérimental

6.2.4.2 Paramètres de simulation

Les interactions physiques

GEANT4 utilise les interactions physiques usuelles, nous allons volontairement les limiter pour notre simulation (particules α d'une énergie inférieure à 6 MeV). Les interactions nucléaires inélastiques sont négligeables.

Les interactions à retenir sont :

- La perte d'énergie par ionisation et excitation atomique : formule de Bethe-Bloch avec une section efficace $\sigma \propto \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2}$
- La diffusion multiple pour les particules chargées, dont une bonne approximation de la dispersion angulaire est donnée par : $\sqrt{\theta^2} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \left(\frac{x}{X_0} \right)^{0.555}$ [46] (Eq 6.2)
où $z = 2$ pour des particules α , X_0 est la longueur de radiation.

La propagation des particules

Le libre parcours moyen est calculé pour une particule donnée pour chacune de ses interactions. C'est l'interaction qui donne le libre parcours moyen le plus petit qui est retenue.

Le processus associé à la particule est stoppé si elle se désintègre et les particules secondaires sont créées puis suivies à leur tour par le calcul.

Les coupures

Elles permettent d'arrêter les processus associés aux particules créées. Elles peuvent être définies par l'énergie ou par unité de longueur qui sont comparées au libre parcours moyen λ , qui se calcule par :

$$\lambda = \frac{1}{\eta \sigma(Z, E)} \text{ où } \sigma \text{ est la section efficace associée à l'interaction physique et } \eta \text{ le nombre}$$

d'atomes par unité de volume. Donc si λ est supérieur à la coupure, la particule secondaire n'est pas propagée, cette coupure n'est bien sûr pas utilisée dans le cas des particules chargées.

Pour illustrer les deux phénomènes d'interaction : l'ionisation et la diffusion multiple, une petite simulation sur une dizaine de particules peut être lancée combinant ces deux interactions. Sur la Figure 6-10 les particules de charge positive (ici les α) sont représentées en bleu, les particules de charge négative (les électrons) sont représentées en rouge. Les électrons sont produits par ionisation des atomes par la particule α .

La trajectoire des particules α est une droite sans interaction avec le milieu (le *straggling* est négligeable comme nous allons le voir plus loin).

La définition des deux processus physiques utilisés dans notre simulation est la suivante :

- G4hMultipleScatering (diffusion multiple)
- G4ionIonization

Remarque :

Le modèle de Bethe-Bloch devient inopérant à basse énergie ($\beta < 0.03$) à cause d'effets plus complexes (modification de l'état de charge, effets de couches). Si l'énergie des particules est inférieure à 2 MeV, GEANT4 fait appel à des tables selon le modèle de Ziegler pour les α [47] et pour les paramètres généraux [48].

Tant que l'énergie reste supérieure à 2 MeV, le modèle de Bethe-Bloch est utilisé.

Le modèle de diffusion multiple fait appel à G4IonFluctuation qui utilise les approximations de Q.Yang [49].

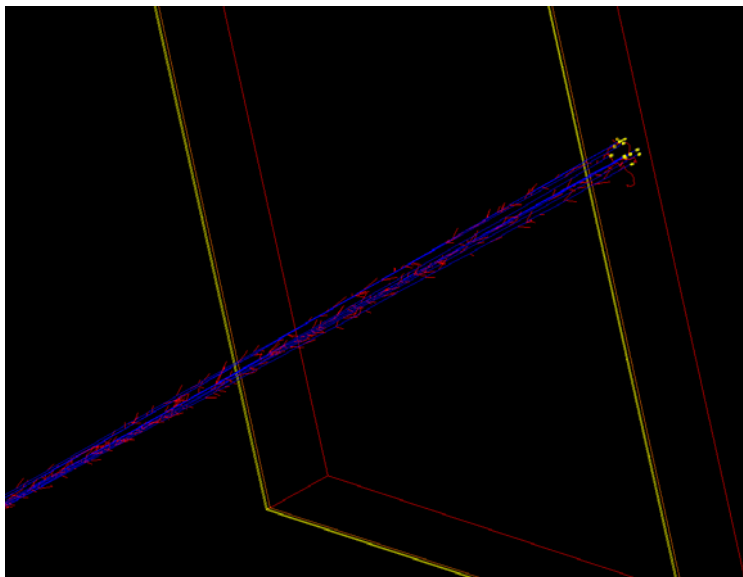


Figure 6-10 : Simulation avec une diffusion multiple qui se superpose à l'ionisation

6.2.4.3 Auto-absorption dans la source.

Un phénomène d'auto-absorption peut se produire lorsque la source est épaisse. Le calcul rapide du parcours des particules α dans l'américium est fait à l'aide de la simulation SRIM (le simulateur est utilisé en prenant un milieu avec l'élément le plus lourd qui existe dans la table, à savoir l'uranium 238). Les α de 5.6 MeV parcourent une distance inférieure à 9 μm dans un milieu aussi dense, et seule une fraction de l'épaisseur de la source va contribuer à l'émission des α dans l'air.

Sur les courbes qui suivent on a noté 22300 « Bq » ce qui correspond à 22300 α émis sous 2π pour une source d'activité réelle 44600 Bq. L'erreur de 5 % (majorée) utilisée dans le simulateur pour l'activité réelle de la source résulte d'une mesure d'activité de la source effectuée avec le multi-détecteur IN20 (4.1.3)

6.2.4.4 Résultats de simulation Géant4 à distance fixe

100 000 événements (Figure 6-11) ont été générés lors de la simulation en faisant varier la distance source-détecteur. Les trajectoires des particules α sont pratiquement rectilignes, sauf dans les zones d'interaction avec un noyau. Dans ce cas la particule est déviée, et la probabilité de diffusion est de plus en plus petite à mesure que la particule ralentit (Eq 6.2). Sa trajectoire est susceptible d'être modifiée lorsque la particule a perdu pratiquement toute son énergie ; elle finit par s'implanter complètement dans le matériau cristallin.

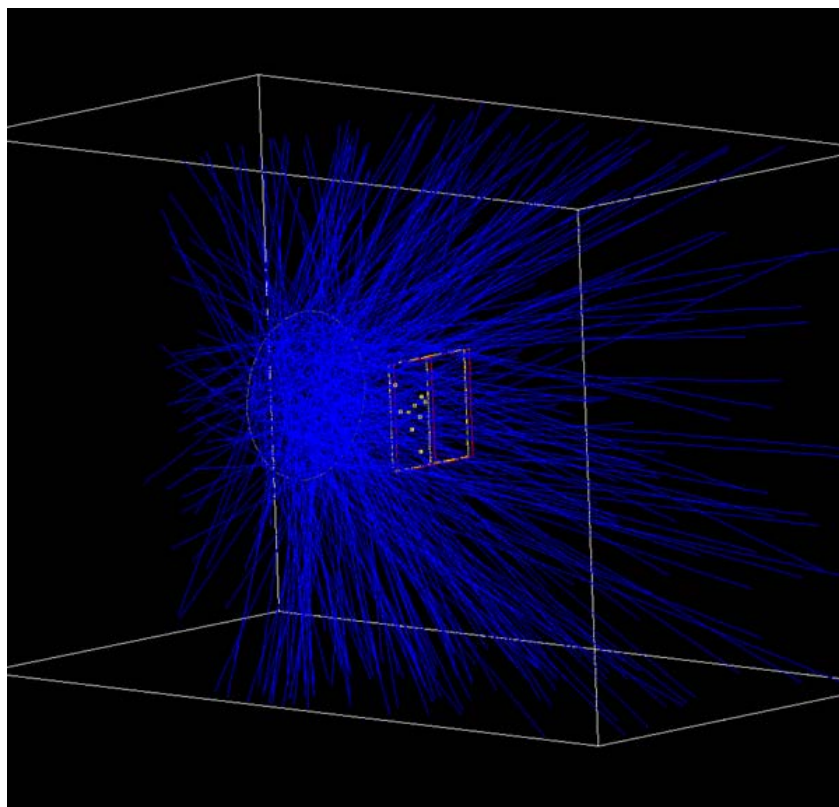


Figure 6-11 : Simulation de la répartition spatiale des impacts α

Les résultats de simulation sont présentés sur les quatre figures (Figure 6-12 à Figure 6-15) pour une distance source – capteur fixée à 4 mm.

a) Coupure à 50 keV

Lors de la simulation, tous les dépôts d'énergie par particule sont pris en compte dans les résultats s'ils dépassent 50 keV. Des coupures jusqu'à 1 MeV n'ont pas donné de variations significatives des résultats. ($< 1\%$). Cette coupure physique à 50 keV correspond à un bruit de 1890 électrons qui reste bien inférieur à la coupure fixée par la valeur mesurée du bruit de 30 mV, soit 8900 électrons (5.4.4).

b) Energies à l'entrée

La Figure 6-12 nous montre la distribution de l'énergie des α à l'entrée de chaque couche du capteur. Les résultats sont présentés comme une efficacité absolue (le rapport du nombre de particules qui interagissent avec le nombre de particules générées) en fonction de l'énergie incidente. A cette distance, l'efficacité de pénétration dans la couche épitaxiale est de 6.6 % (soit 6600 particules pour 100000 événements générés).

Les particules α , en entrée, ont perdu un peu d'énergie dans les 4 mm d'air, le pic ne se disperse pas trop (l'écart type est de 0.1 MeV). Cette perte d'énergie est d'environ 0.4 MeV qui correspond bien à un parcours de 4 mm pour des particules α dans l'air ($dE / dx \sim 100 \text{ keV} \cdot \text{mm}^{-1}$, voir Figure 6-1). Une grande partie des particules terminent leurs parcours dans la couche épitaxiale (60 % des particules initiales), leur distribution en énergie est bien étalée, car la zone du pic de Bragg commence à pénétrer dans cette

Cette distribution commence à 4.2 MeV, elle correspond bien à une perte d'énergie de 800 keV pour un parcours de 6 μm dans l'oxyde de silicium ($dE / dx \sim 145 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, voir Figure 6-1, les particules ont déjà perdu 400 keV dans l'air).

Le reste des particules franchissent la couche épitaxiale (40 %), leur spectre en énergie restante est compris entre 0 et 1.5 MeV.

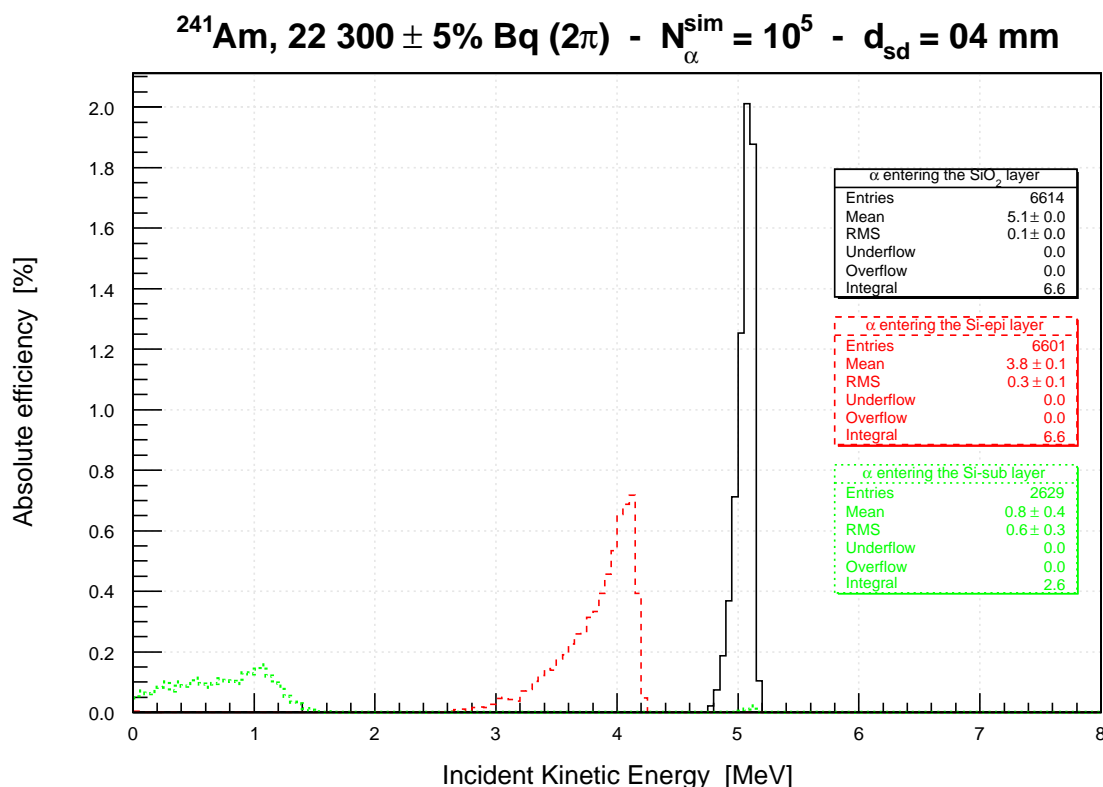


Figure 6-12 : Distribution des énergies cinétiques incidentes dans les différentes couches, en noir pour l'oxyde de silicium, rouge pour la couche épi, vert pour le substrat

c) Distributions des dépôts d'énergie

Le dépôt des énergies dans les différentes couches est donné par la Figure 6-13. La somme de ces énergies moyennes (respectivement 1.2, 3.5 et 0.8 MeV) est égale à l'énergie initiale (pour une source de 5.5 MeV).

Ces histogrammes sont en quelque sorte les complémentaires des précédents. En effet, l'énergie déposée dans la couche épitaxiale est celle présente en entrée de la couche d'oxyde moins celle qui sera déposée dans cet oxyde de silicium.

L'énergie déposée dans l'oxyde de silicium varie de 1 à 2 MeV (les pertes d'énergie dE / dx dans l'oxyde sont de l'ordre de 900 keV) donc les particules qui sortent de la couche d'oxyde auront un spectre en énergie de 3 à 4 MeV, cette distribution est confirmée par celle des particules qui entrent dans la couche épitaxiale (histogramme rouge de la Figure 6-12).

Les mêmes commentaires s'appliquent pour l'énergie déposée dans la couche épitaxiale et dans le substrat.

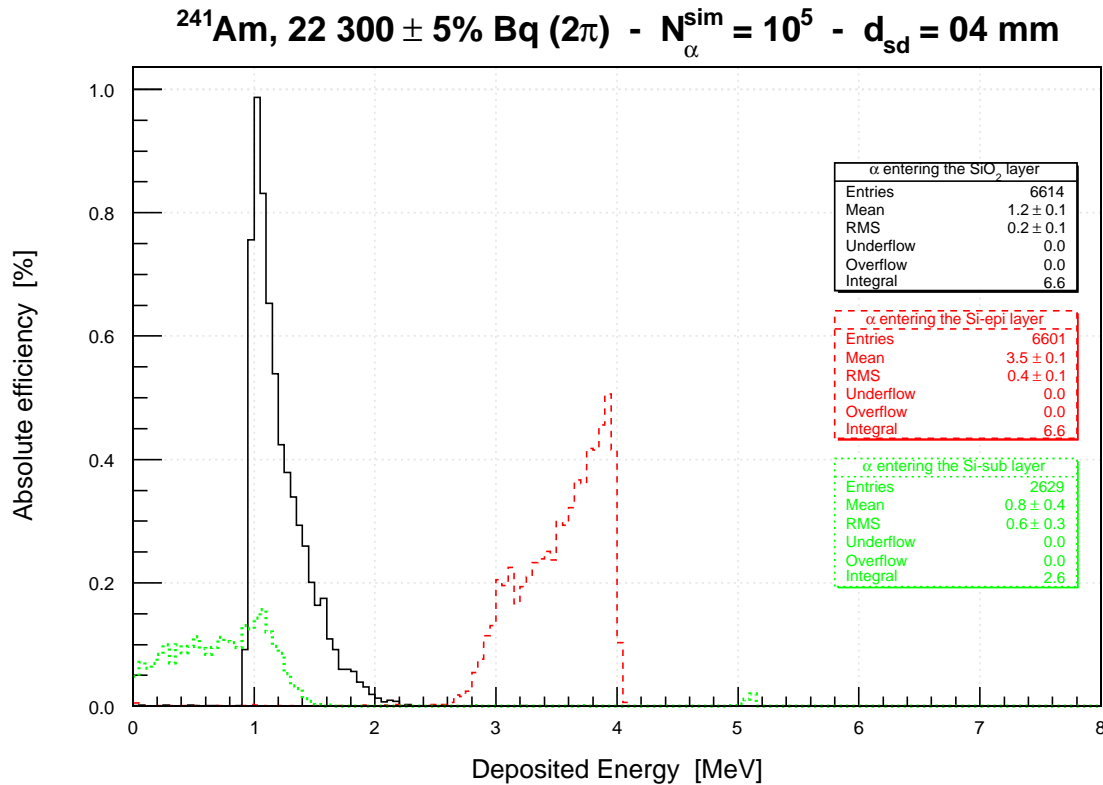


Figure 6-13 : Distribution des dépôts d'énergie dans les différentes couches de l'AlphaRad

d) Distribution angulaire

La Figure 6-14 nous montre la distribution angulaire des particules qui entrent dans les couches. Les angles sont compris entre 0° et 60° , avec un maximum vers 30° : on vérifie ici que le modèle SRIM d'incidence normale est largement insuffisant. Les distributions sont presque confondues pour la couche d'oxyde de silicium et la couche épitaxiale (qui ne sont distantes que de $6 \mu\text{m}$). Par contre les angles sont évidemment restreints pour les α qui arrivent jusqu'au substrat (l'angle des particules incidentes est de 20° en moyenne et se distribue à présent dans l'intervalle $[0 ; 40^\circ]$).

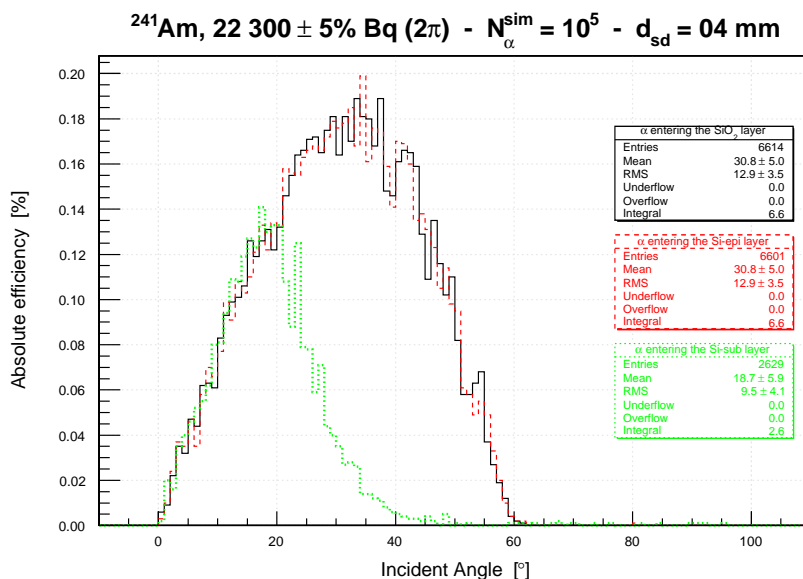


Figure 6-14 : Distributions angulaires des particules incidentes dans les différentes couches.

e) Parcours

La distribution des parcours des particules dans le capteur est représentée ci-après :

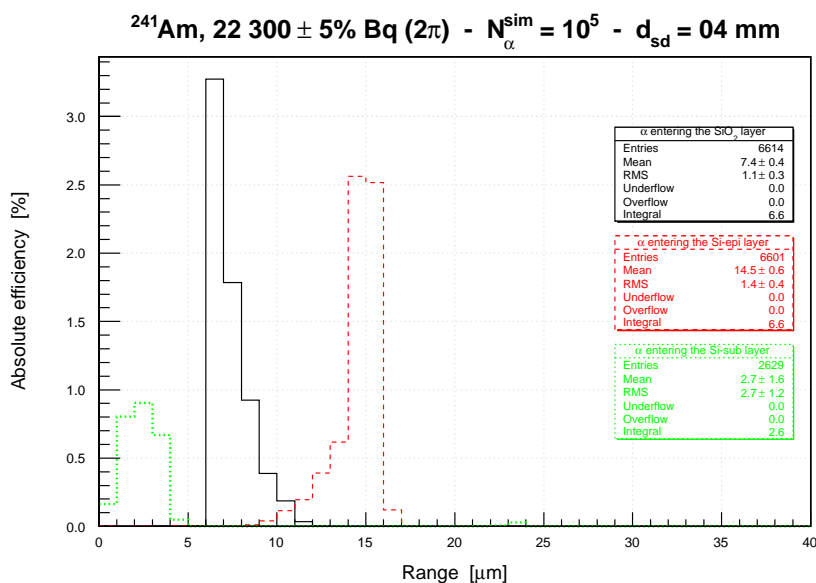


Figure 6-15 : Distributions des parcours des particules dans les différentes parties du capteur AlphaRad

Les particules, à cette distance, traversent la couche d'oxyde et certaines s'arrêtent dans la zone épitaxiale (comme cela a été décrit en détail au paragraphe c). Ce résultat est confirmé par les parcours observés, la distance moyenne (7.3 μm) dans l'oxyde est supérieure à la taille de celui-ci (6 μm) ; comme le spectre angulaire est plus grand, le parcours moyen est aussi plus grand. La dispersion des distances de parcours (ou *straggling*) est assez importante à faible distance capteur – source. Une particule peut arriver avec un angle très grand (la source

fait 8 mm de diamètre par rapport à un détecteur de $2.5 \times 5 \text{ mm}^2$) soit une distance qui peut être multipliée par deux si on calcule la distance projetée : $Range = \frac{6 \mu\text{m}}{\cos(60^\circ)}$.

Cette différence de parcours pourrait aussi s'expliquer par un effet de déflexions angulaires à l'intérieur de la couche d'oxyde de silicium qui allongerait le parcours avant l'entrée dans la couche épitaxiale. Les résultats de la simulation montrent que la dispersion des parcours est bien due uniquement aux angles d'émission au départ.

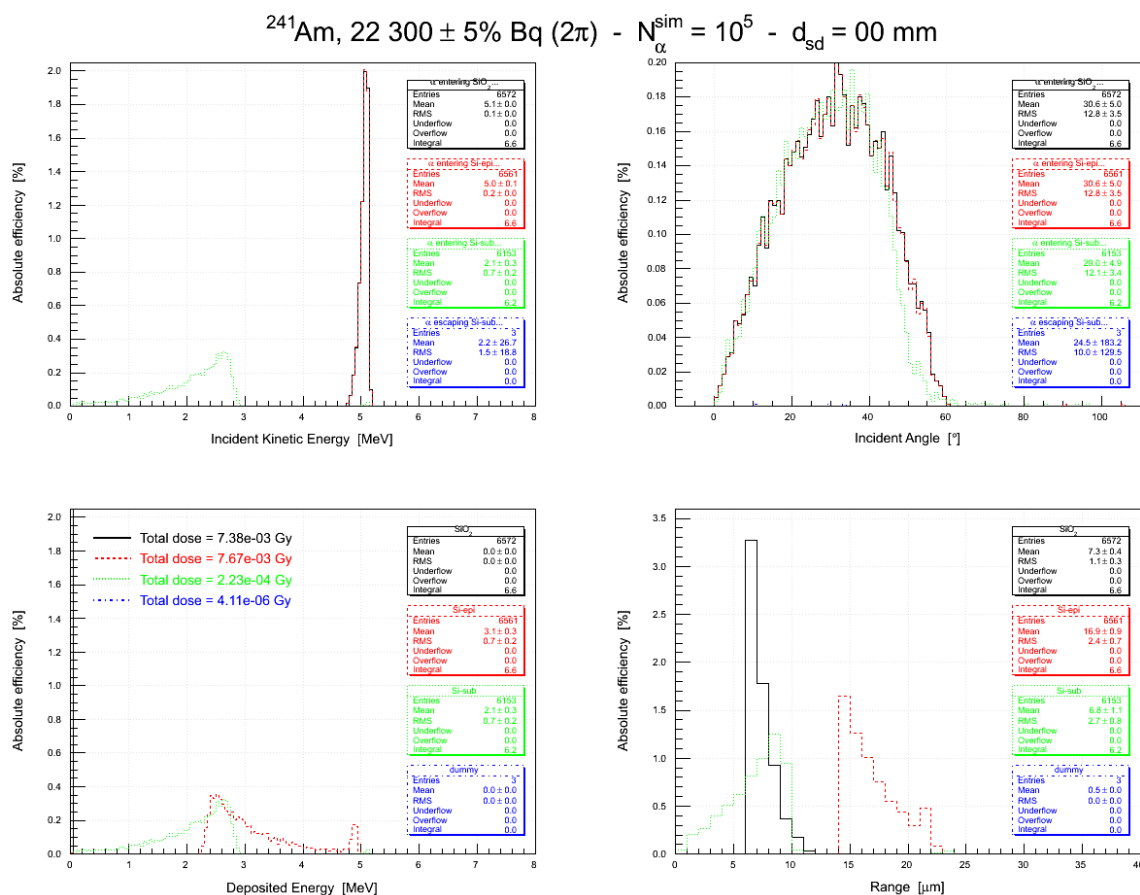


Figure 6-16 : Etude de l'effet de la couche d'oxyde de silicium, la couleur bleue représente la couche d'air à la sortie du substrat

Le parcours effectif dans la zone épitaxiale varie de 10 à 17 μm (avec un parcours moyen de 14.5 μm), les parcours supérieurs à 15 μm (soit environ 2500 particules sur 10^5) indiquent des angles d'incidence importants, de même que les parcours inférieurs à 10 μm (α très incliné et stoppé dans l'épi).

L'histogramme vert de la Figure 6-15 nous montre la distribution des parcours dans le substrat, les dernières particules viennent mourir dans les premiers microns du substrat. En effet, le parcours maximum calculé précédemment est de 27 μm . Ici, en additionnant les trajets on trouve 25 μm (sans prendre les 4 mm d'air qui séparent la source du capteur) qui sont à comparer aux 25 μm de parcours de particules α de 5.1 MeV dans le silicium, on retrouve le fait que les particules perdent environ 344 keV dans les 4 mm d'air.

6.2.4.5 Simulations GEANT4 à différentes distances source - capteur

Sur la succession des Figure 6-17 et Figure 6-18, on observe le déplacement de la distribution du dépôt d'énergie dans la couche épitaxiale. Le pic de Bragg apparaît à partir de 10 mm jusqu'à une distance d'éloignement de 30 mm, distance à laquelle il n'y a plus d'énergie déposée dans le substrat. Lorsque la distance augmente, la moyenne de l'énergie déposée dans la couche épitaxiale diminue alors que celle déposée dans l'oxyde augmente pour une distance croissante, conformément à la relation de Bethe-Bloch. Les deux histogrammes finissent par se croiser à une distance source – capteur de 24 mm. Les particules α sont alors complètement arrêtées par la couche d'oxyde de silicium.

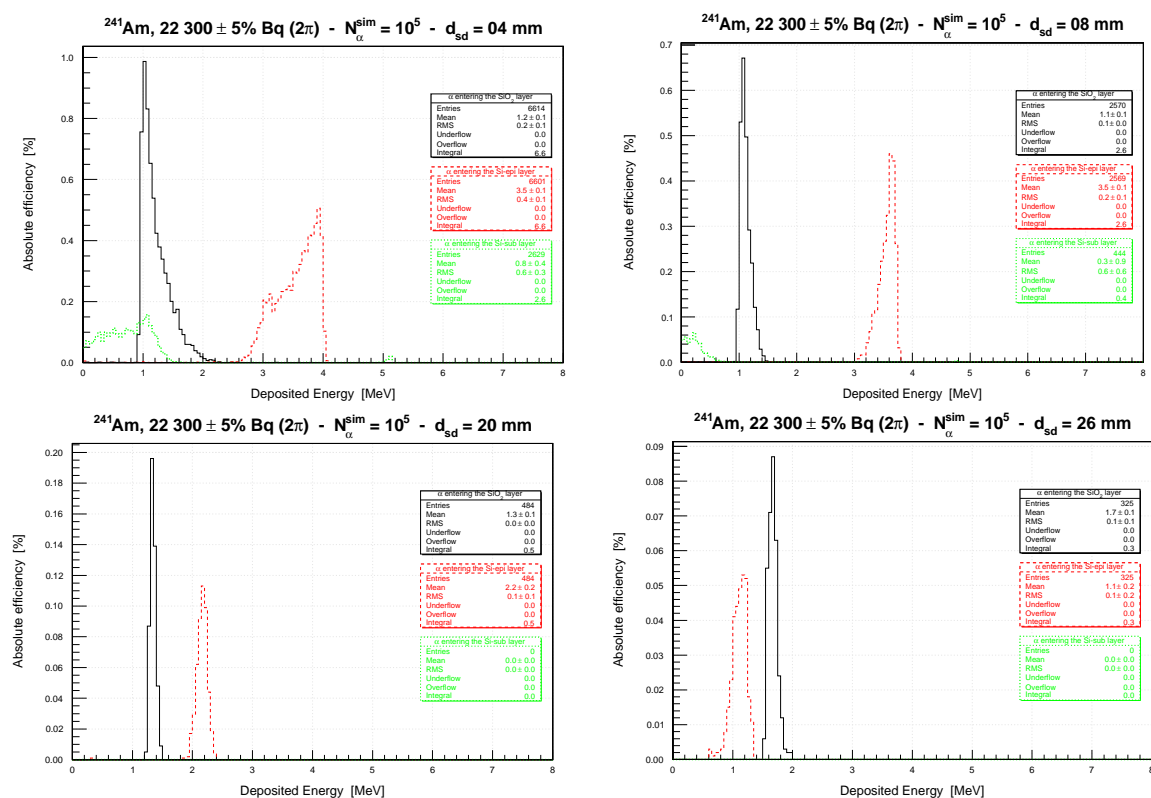


Figure 6-17 : Variation du dépôt d'énergie pour une distance source-capteur comprise entre 8 et 26 mm

La fin de la queue du pic (l'entrée dans la couche épitaxiale) est présente sur la Figure 6-18 (distance source-capteur de 32 mm).

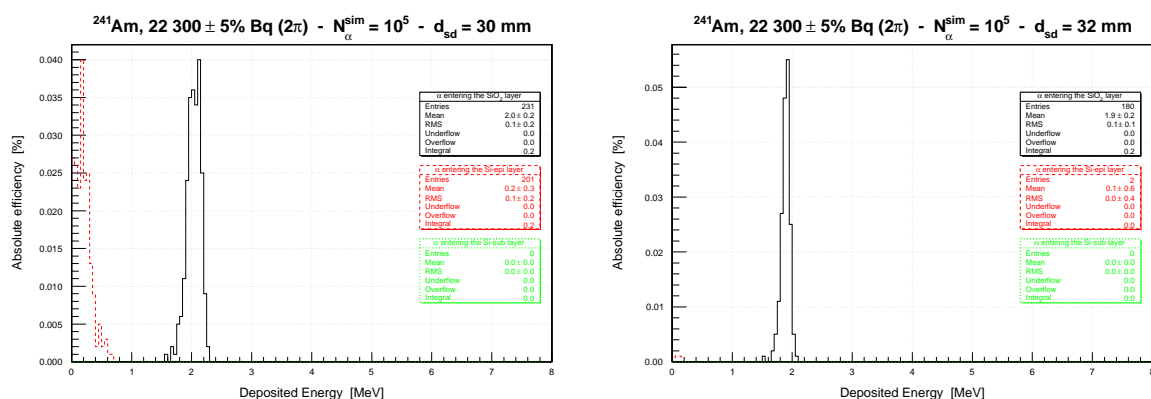


Figure 6-18 : Dépôt d'énergie simulé pour les distances de 30 et 32 mm.

La distribution des angles d'incidence est également très sensible à la distance, avec une valeur moyenne qui passe de 30° (au contact) à seulement 6° pour les distances maximales (30 mm, Figure 6-19).

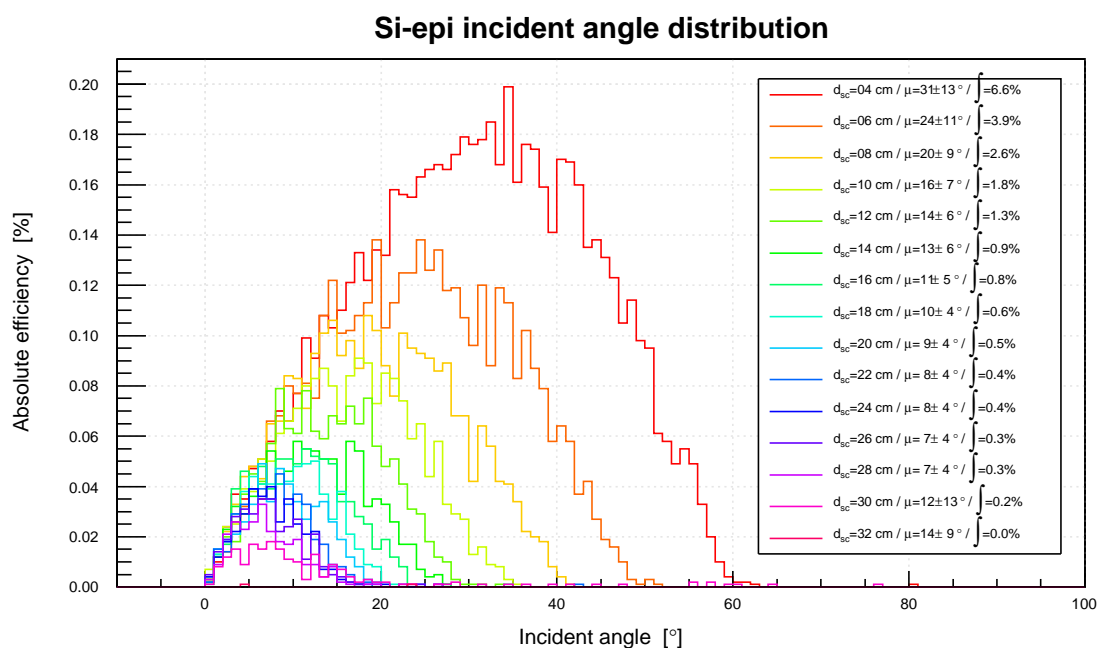


Figure 6-19 : Distribution des angles d'incidence à l'entrée de la couche épitaxiale

Entre les distances source – capteur de 10 et 30 mm le parcours dans la couche d'oxyde reste sensiblement constant ($6 \mu\text{m}$), les particules traversent complètement l'oxyde.

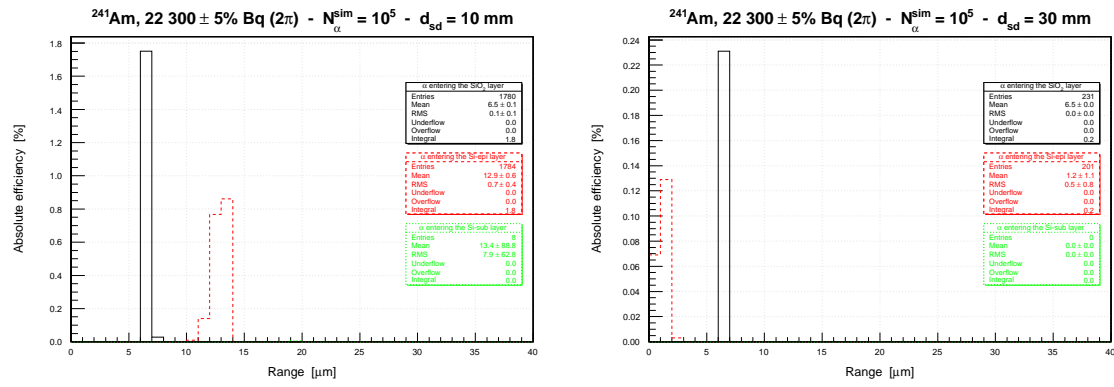


Figure 6-20 : Parcours des particules dans les différentes couches

Sur les Figure 6-20, on observe que plus l'éloignement est important, plus la dispersion des parcours dans les matériaux est fine. Les angles diminuent à grande distance et de ce fait la source tend à être ponctuelle ; mathématiquement $\cos \theta$ tend vers 1, donc le parcours est celui de l'épaisseur de la couche considérée.

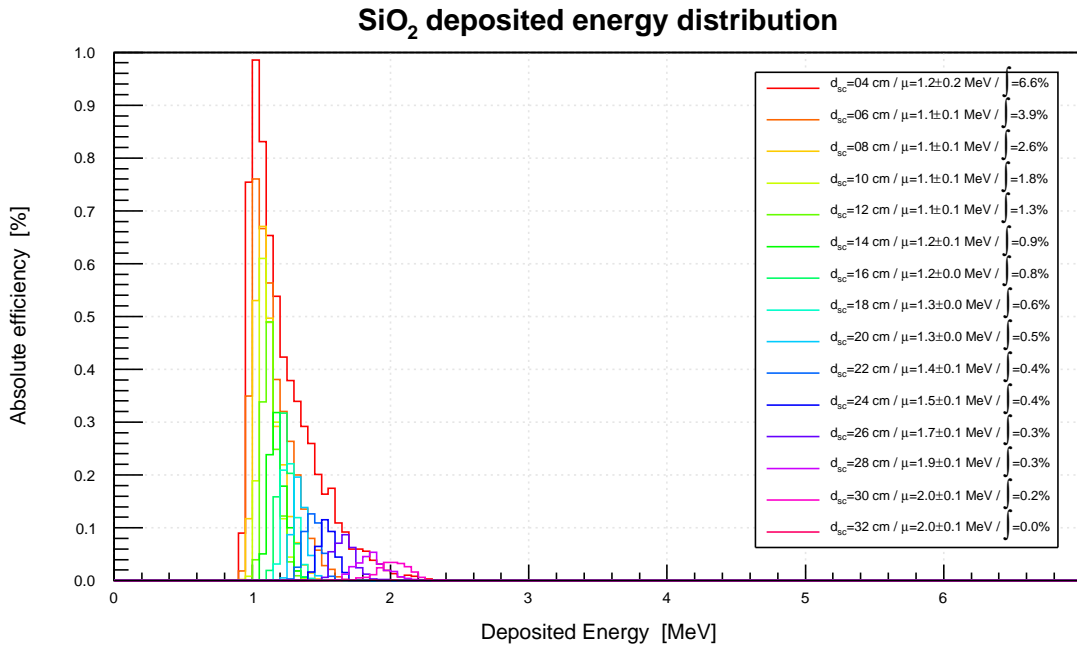


Figure 6-21 : Distribution de l'énergie déposée dans la couche d'oxyde pour différentes distances source – capteur.

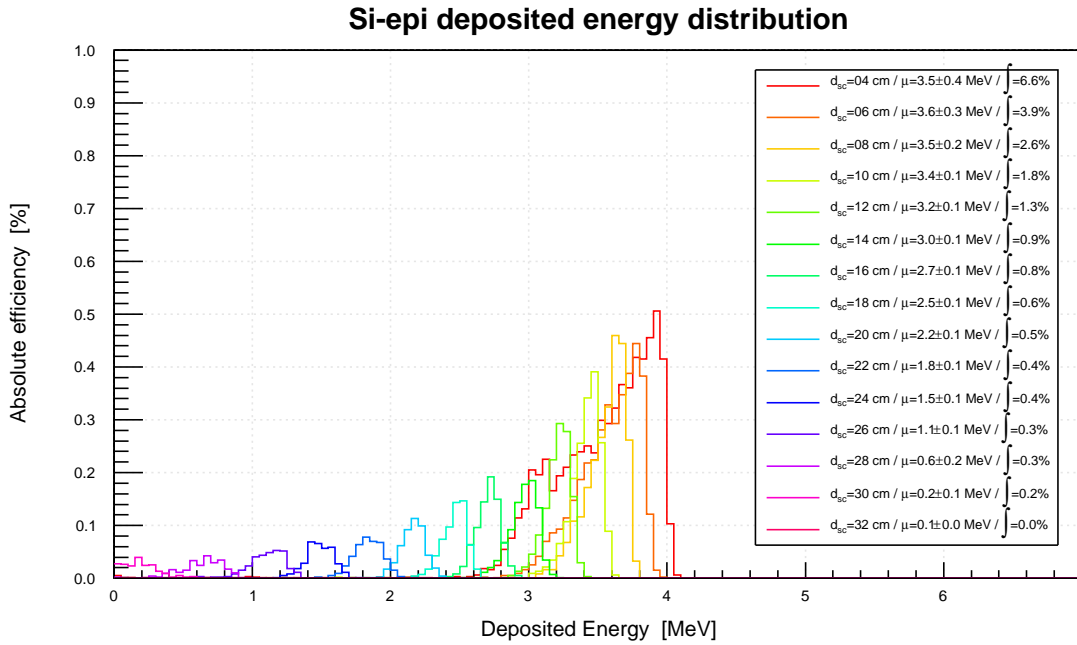


Figure 6-22 : Distribution d' énergie déposée dans la couche épitaxiale pour différentes distances source – capteur.

Les Figure 6-21 à Figure 6-23 nous montrent le changement de la distribution d' énergie pour des distances comprises entre 10 et 28 mm. On remarque qu' aux grandes distances, la quantité d' énergie déposée dans l' oxyde (Figure 6-21) avoisine les 2 MeV par α , ce qui n' est pas anodin du point de vue des dégâts que peut causer l' irradiation aux fortes activités.

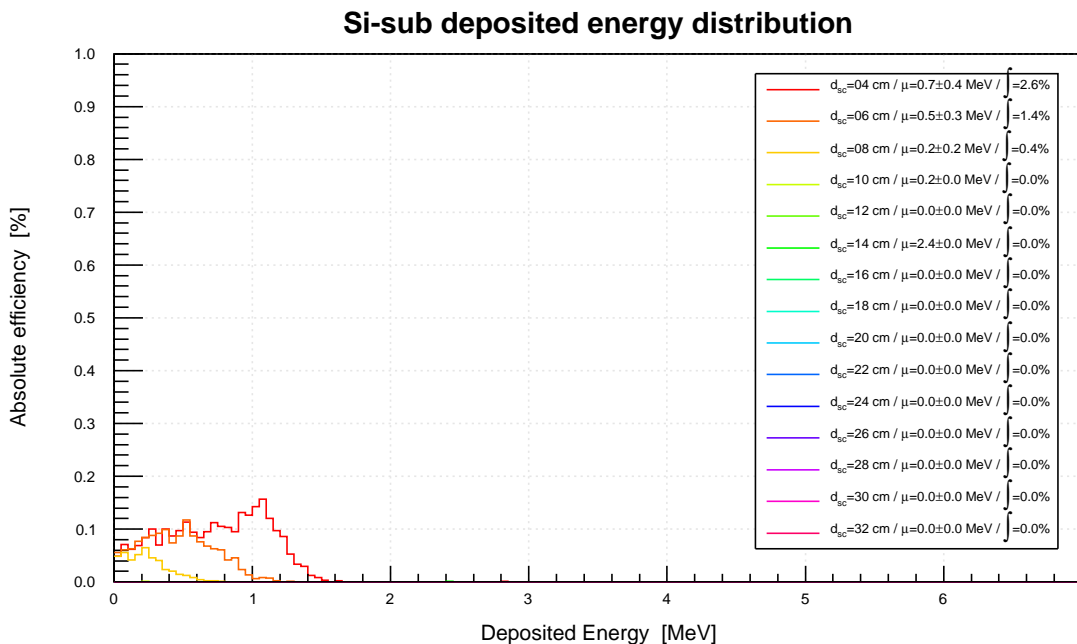


Figure 6-23 : Distribution d' énergie déposée dans le substrat pour différentes distances source – capteur.

6.2.5 La comparaison avec les tests.

Ces simulations détaillées ont été faites en vue d'une comparaison fine avec l'expérience. Les résultats de la simulation et des tests d'efficacité à distance variable sont présentés sur une même figure (Figure 6-25). Les conditions de mesure sont les mêmes que celles utilisées lors des premiers tests faisant intervenir le discriminateur interne intégré au capteur.

a) Dispositif :

Le dispositif est représenté sur la figure suivante, la crémaillère de positionnement de la distance est à l'arrière et le tube support de la source est visible au premier plan.

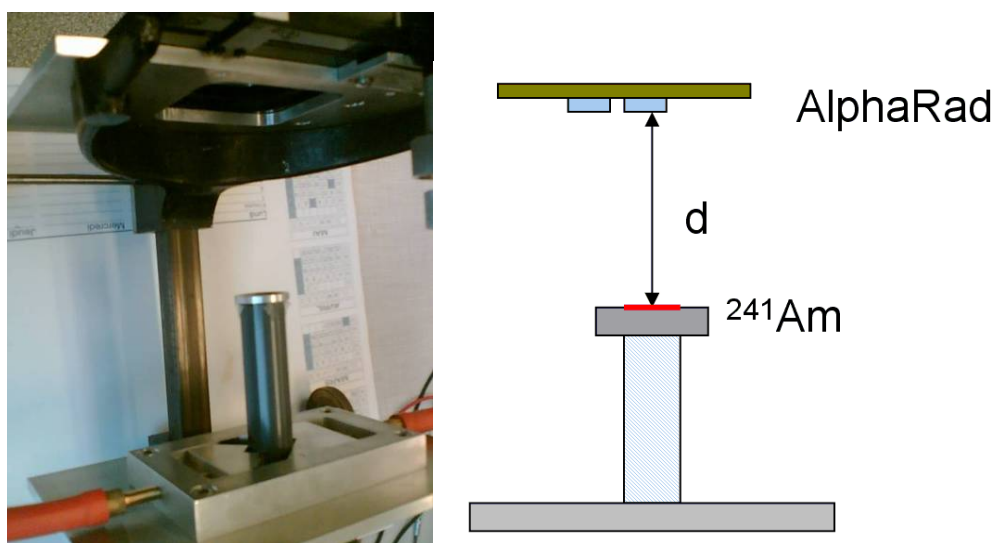


Figure 6-24 : Dispositif de test avec la carte équipée des trois AlphaRad.

Un seul AlphaRad est placé en face de la source, le logiciel d'acquisition utilise la nouvelle fonction numérique de discrimination après la numérisation du signal.

b) Possibilité d'une spectroscopie :

Le logiciel d'acquisition permet de reconstruire la hauteur des coups ADC dans la couche épitaxiale. Il pourrait être tentant de faire une petite spectrométrie de l'énergie déposée, malheureusement les simulations montrent que la totalité de la charge déposée ne se fait pas à 100 % dans la couche épitaxiale à toutes les distances, et une telle « spectroscopie » ne serait obtenue qu'avec une résolution très faible.

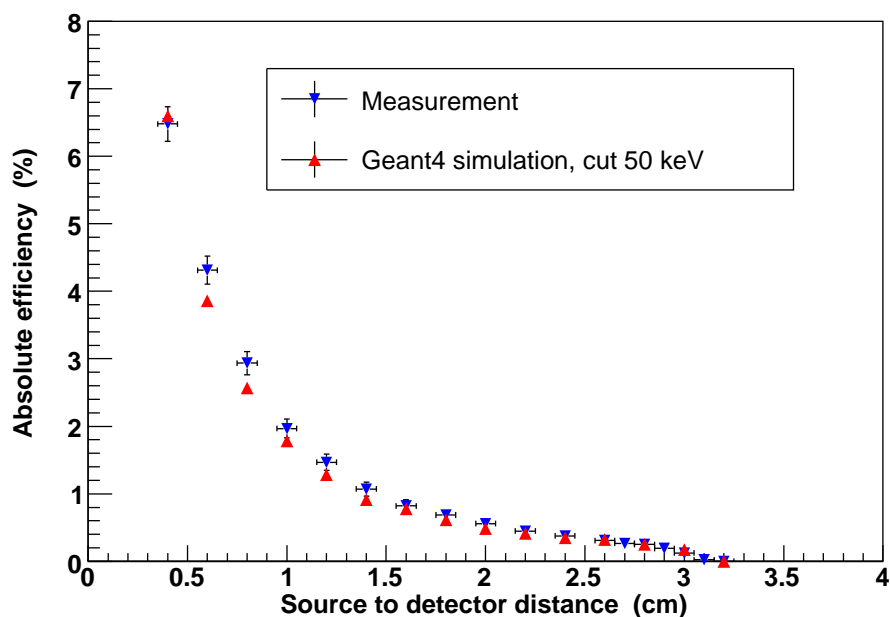


Figure 6-25 : Mesure et simulation de l'efficacité absolue de détection de l'AlphaRad à l'aide d'une source d'américium 241. Une coupure de 50 keV est appliquée sur le minimum de l'énergie déposée.

c) Coupure à 50 keV :

La coupure de 50 keV (soit 1890 électrons) n'a rien d'une valeur absolue, elle renvoie à la nécessité de trouver un critère pour stopper le calcul de simulation. Des choix de coupures jusqu'à 500 keV n'ont pas donné de variations significatives dans les résultats ($< 1\%$). Le capteur donne des résultats très satisfaisants à toutes les distances. Le brutal décrochage à la distance de 3.2 cm (sortite du pic de Bragg de la couche épitaxiale) est bien visible et correctement prévu par GEANT4

La figure suivante représente les écarts entre la simulation et les mesures.

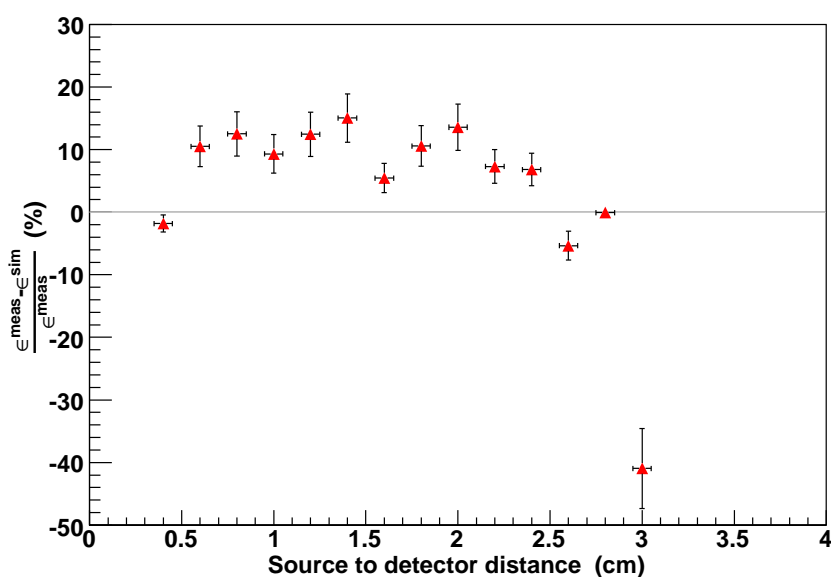


Figure 6-26 : Ecart relatif entre les mesures et la simulation.

L'accord est très bon pour les petites distances [50], l'écart constaté aux grandes distances à partir de 3 mm s'explique par le faible nombre de coups qui est corrélé à l'incertitude de positionnement (0.5 mm). En effet, la distance de 3.2 mm correspond à la limite de détection (les particules restent dans l'oxyde) donc les mesures subissent une très forte fluctuation compte-tenu de l'incertitude sur le positionnement. La moyenne de l'écart entre les simulations et les mesures pour les distances comprises entre 0.4 et 2.8 mm est de 10.2 % soit une efficacité moyenne de détection des particules α de 90 % à toutes les distances.

7 Circuit AlphaRad appliqué au radon

7.1 Radon et descendants.

Les simulations du chapitre 6 concernaient un isotope particulier utilisé en source, à $E_\alpha = 5.5$ MeV. Dans notre cas appliqué au radon, on a affaire à 3 isotopes principaux qui émettent en α . Parmi la chaîne de désintégration, les produits qui sont susceptibles d'être détectés par le capteur CMOS sont les trois émetteurs α listés dans la table suivante.

Le ^{210}Po ne figure pas dans le tableau à cause de sa période assez grande, (138 jours), devant celle du radon (3.82 jours) d'où une contribution 30 fois plus faible à l'activité α .

Émetteur α	Énergie (MeV)	Demi-vie	Parcours dans l'air (cm)	Parcours dans le silicium (μm)
^{222}Rn	5.5	3.82 jours	3.2	27.5
^{218}Po	6	3.05 min	3,6	31.3
^{214}Po	7.69	165 μs	5,1	44.1

Tableau 12: Emetteurs α issus de la désintégration du radon

On remarque que le ^{214}Po à peine formé se désintègre en ^{210}Pb , on remarque aussi les différences de parcours dans le silicium et dans l'air des particules α émises qui entraîneront un déplacement du pic de Bragg.

On rappelle aussi les caractéristiques des fractions libres ([0.5 ; 5 nm] et attachée [5 ; 3000 nm], qui sont des particules effectivement présentes en suspension dans l'air.

7.2 Mise en équation de la chaîne radioactive

7.2.1 Équation générale

La loi de décroissance radioactive est une exponentielle décroissante.

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

où $N(t)$ est le nombre d'atomes présents au temps t .

Du nombre d'émetteurs on déduit l'activité (A) de l'échantillon radioactif (nombre d'atomes qui se désintègrent par unité de temps).

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N$$

Elle dépend donc du nombre d'atomes de l'échantillon et de sa constante de décroissance. La période ou demi-vie ($T_{\frac{1}{2}}$) est la période pendant laquelle l'activité de l'échantillon décroît

d'un facteur deux, soit $T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}$.

7.2.2 Application au radon

En présence d'une chaîne d'isotopes tous instables, on est conduit à coupler toutes ces équations, en tenant compte de tous les phénomènes d'apparition/disparition. On considère l'élément père comme étant le radon et ses différents produits fils à savoir, le ^{218}Po , le ^{214}Pb , le ^{214}Bi , ^{214}Po et le ^{210}Po (Figure 1-3).

Le système d'équations est le suivant :

$$\frac{d^{222}\text{Rn}}{dt} = -\lambda_{222\text{Rn}}^{222}\text{Rn}$$

Et pour les quatre isotopes qui montrent une concurrence entre les processus de création et d'apparition :

$$\frac{d^{218}\text{Po}}{dt} = \lambda_{222\text{Rn}}^{222}\text{Rn} - \lambda_{218\text{Po}}^{218}\text{Po}$$

$$\frac{d^{214}\text{Pb}}{dt} = \lambda_{218\text{Po}}^{218}\text{Po} - \lambda_{214\text{Pb}}^{214}\text{Pb}$$

$$\frac{d^{214}\text{Bi}}{dt} = \lambda_{214\text{Pb}}^{214}\text{Pb} - \lambda_{214\text{Bi}}^{214}\text{Bi}$$

$$\frac{d^{214}\text{Po}}{dt} = \lambda_{214\text{Bi}}^{214}\text{Bi} - \lambda_{214\text{Po}}^{214}\text{Po}$$

Ces équations couplées donnent lieu à des solutions qui sont très différentes en fonction des conditions initiales. Nous allons considérer deux cas particuliers qui sont représentatifs de situations expérimentales rencontrées couramment.

7.2.2.1 Cas d'une filtration sélective totale

On considère les conditions initiales telles que à $t = 0$, $^{222}\text{Rn} = N_0 = 100$ (N_0 : nombre de noyaux) et tous les autres éléments fils sont à 0.

Ces conditions initiales se rencontrent dans le cas d'une forte filtration à l'entrée de la chambre (tous les descendants fixés aux aérosols sont stoppés en amont). La résolution d'un système de cinq équations différentielles est assez fastidieuse, néanmoins, comme certaines périodes de demi-vie sont très différentes, des simplifications peuvent s'opérer. A l'heure actuelle on dispose d'outils assez puissants pour prendre en charge cette résolution analytique comme par exemple le logiciel de calcul formel de mathématiques Mathematica™ [51] (les conditions initiales peuvent même être fixées). La solution formelle est excessivement lourde et n'apporte rien de particulier. Il est plus instructif de donner l'évolution des populations des produits de désintégration, qui sont représentées ci-après. Comme les populations sont dans des rapports à plusieurs ordres de grandeur, on les a normalisées pour pouvoir les représenter sur un même graphe.

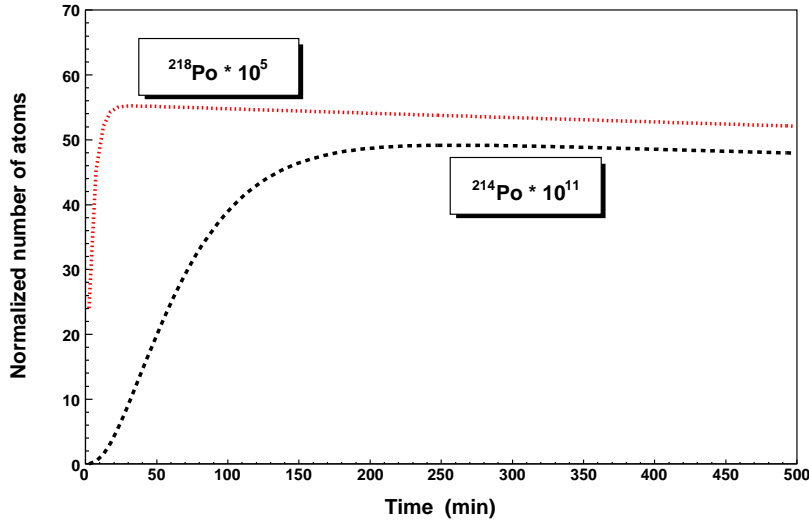


Figure 7-1 : Concentrations absolues de deux émetteurs α en fonction du temps pour des conditions initiales suivantes : $^{222}\text{Rn} = 100$, les éléments fils sont à 0. Le maximum est atteint pour 33 minutes (resp. 259 min)

Le maximum de concentration pour le deuxième émetteur α (le ^{218}Po) est obtenu pour un temps $t \geq 33$ minutes. Le ^{214}Po a une demi-vie très courte (0.16 ms), il se désintègre presque instantanément dès sa formation. On considère en général qu'à chaque instant l'activité α du ^{214}Po est entièrement due à la concentration en ^{214}Bi , étant bien entendu que l'un est un émetteur β et l'autre un émetteur α . Sa concentration maximale est obtenue pour un temps t de 259 minutes. Les courbes suivent ensuite la décroissance du radon avec sa période de 3.82 jours. Ces résultats nous permettent de dégager deux moments intéressants après l'injection de radon dans une enceinte : un premier $t_0 \sim 33$ minutes où la concentration en ^{218}Po est maximale et un deuxième $t_1 \sim 260$ minutes où celle en ^{214}Po est la plus élevée. On remarque que les populations absolues sont dans un rapport 10^5 (entre ^{222}Rn et ^{218}Po) et 10^{11} (entre ^{218}Po et ^{214}Po)

7.2.2.2 Cas de l'équilibre à l'instant initial

L'équilibre est réalisé par définition lorsque toutes les activités sont égales (ceci implique d'énormes différences de concentration comme le montre la Figure 7-1. On peut cependant créer un déséquilibre initial par exemple sur le seul ^{218}Po défini par le paramètre a et observer le retour à l'équilibre.

Les nouvelles conditions initiales sont donc telles que à $t = 0$, $^{222}\text{Rn} = N_0$ et

$$N_{^{218}\text{Po}} = a \frac{\lambda_{^{218}\text{Po}}}{\lambda_{^{222}\text{Rn}}} N_0, \quad N_{^{214}\text{Pb}} = \frac{\lambda_{^{214}\text{Pb}}}{\lambda_{^{218}\text{Po}}} N_{^{218}\text{Po}}, \quad N_{^{214}\text{Bi}} = \frac{\lambda_{^{214}\text{Bi}}}{\lambda_{^{214}\text{Pb}}} N_{^{214}\text{Pb}}$$

Les deux figures suivantes montrent l'évolution de la population du ^{218}Po en fonction d'un paramètre susceptible d'être choisi comme variable d'ajustement.

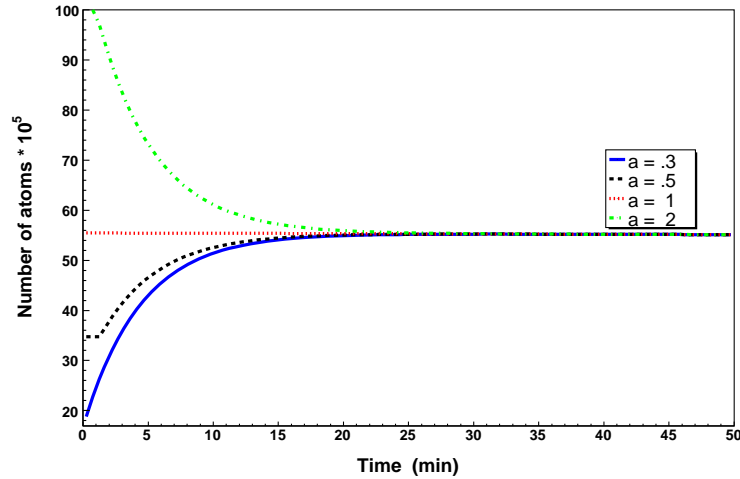


Figure 7-2 : Evolution de la concentration du ^{218}Po en fonction du déséquilibre initial.

Quel que soit le choix de la condition d'équilibre initiale, la concentration du ^{218}Po évolue rapidement pendant les 30 premières minutes pour atteindre sa valeur d'équilibre à $t = 33$ minutes ($a = 1$), puis sa concentration évolue avec une période qui est celle du radon.

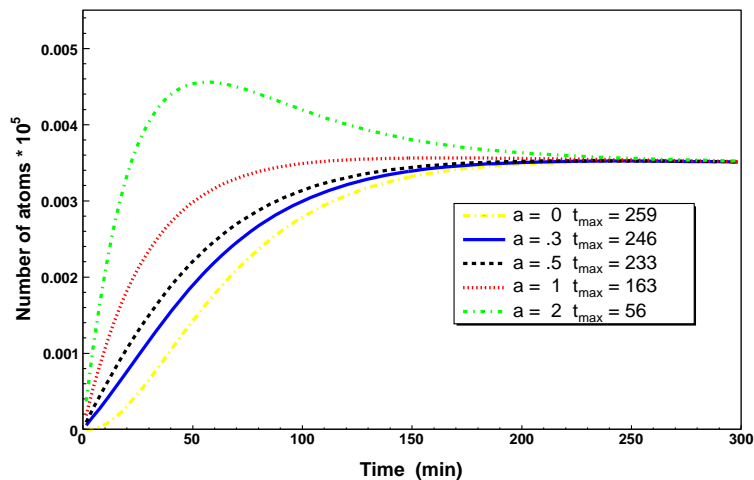


Figure 7-3 : Evolution de la concentration de ^{214}Bi en fonction du déséquilibre initial.

Dans tous les cas la production de ^{214}Bi (assimilée à celle du ^{214}Po) croît pour passer à un maximum et suivre ensuite la période de décroissance du radon. Ces maxima se produisent à des instants différents (Figure 7-3) selon l'équilibre initial. Ces temps varient entre 56 et 260 minutes

Les tests réalisés sur un banc de mesure calibrés (paragraphe 7.2.12) permettront de dégager le paramètre des conditions initiales qui modélise au mieux la situation expérimentale.

Ces résolutions formelles nous permettent de préciser certains aspects de la chimie du radon mais ils ne sont en aucun cas une simulation détaillée du processus complet qui devrait inclure une grande variété de phénomènes annexes (attachement / détachement sur les aérosols et sur les parois, catalyse humide, radiolyse et enfin détection).

7.2.3 Banc de mesure du laboratoire

Le laboratoire est équipé d'une chambre à radon qui se présente comme un tonneau de forme cylindrique d'un volume de 200 litres. Cette chambre peut se fermer hermétiquement ; elle dispose en outre de vannes de départ et d'arrivée de gaz, et la chambre est équipée sur sa face arrière de connecteurs électriques permettant la prise de mesure en continu sans ouverture de la chambre.

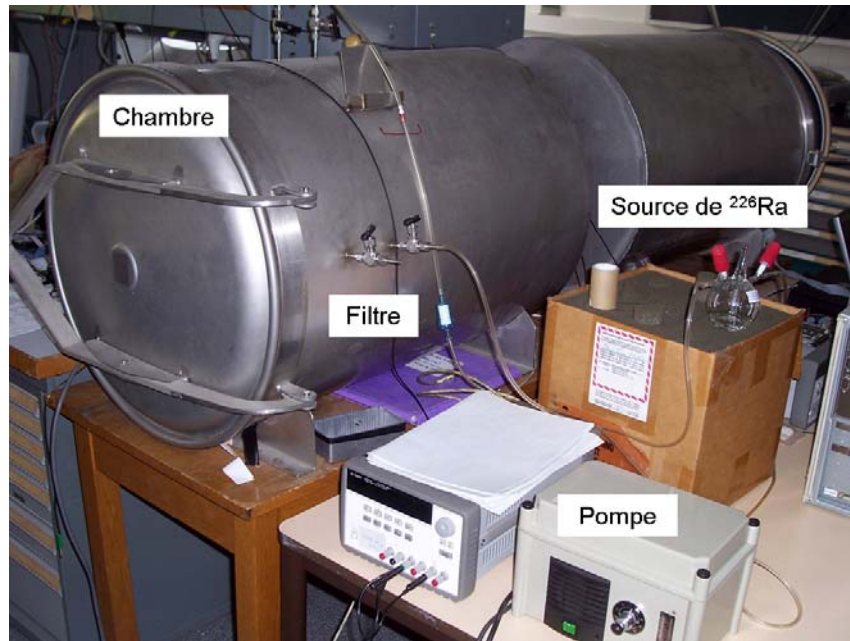


Figure 7-4 : Banc d'injection du radon au laboratoire

Le radon est généré par une capsule contenant une solution de chlorure de radium 226, placée à l'intérieur d'un ballon rond en verre muni de deux vannes. Le ballon est en partie rempli d'eau pour conserver une humidité à saturation comme le préconisent les modalités de conservation fournies avec le certificat d'étalonnage. Les deux vannes du ballon (d'un volume de 33 cm³) forment un circuit fermé ; ce circuit relie le ballon à la chambre cylindrique par l'intermédiaire d'une pompe. Un filtre placé en amont dans le circuit sert à purifier l'air entrant dans la pompe et le ballon de toute impureté.

L'injection du radon à l'intérieur de la chambre se fait à l'aide de la pompe qui introduit de l'air filtré dans le ballon via un tuyau plongé dans l'eau. Ce flux d'air va donc entraîner le radon dans la chambre cylindrique.

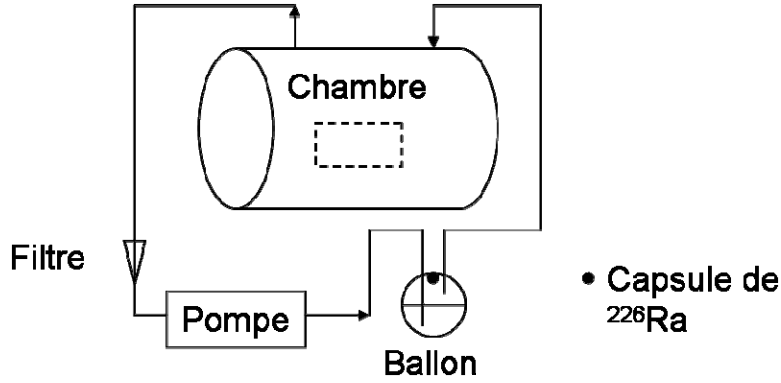


Figure 7-5 : Schéma du banc de test avec la chambre à radon cylindrique

La vitesse de la pompe est ajustable, elle peut prendre 3 valeurs (0.5 , 1 et 2 l.min^{-1}) ainsi que leur dixième.

Les appareils de mesure, la chambre d'ionisation et la carte de contrôle équipée de trois AlphaRad, sont placés à l'intérieur de la chambre cylindrique. La chambre est fermée hermétiquement et le radon est injecté suivant le protocole suivant :

- Ouverture des vannes de la chambre
- Ouverture des vannes du ballon
- Mise en route de la pompe après le choix de la vitesse (en général 1 l.min^{-1}) pendant 2 minutes.
- Arrêt de la pompe et fermeture des vannes du ballon
- Fermeture des vannes de la chambre.

7.2.3.1 Caractéristique de la source de radium 226.

Le radon utilisé en général dans les laboratoires est produit à partir d'une source de ^{226}Ra à très longue période de décroissance (1600 ans). L'équilibre séculaire ou permanent est atteint à condition de respecter un délai suffisamment long (voir ci-après).

Soit la désintégration suivante : $^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow ^{222}_{86}\text{Rn} + ^4_2\text{He}$

La définition du curie découle de cet équilibre ($1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ est l'activité d'1 g de ^{226}Ra)

Le système d'équations de désintégration correspondant sera :

$$\begin{aligned} \frac{dN^{226}\text{Ra}}{dt} &= -\lambda_{226}\text{Ra} N^{226}\text{Ra} \\ \frac{dN^{222}\text{Rn}}{dt} &= \lambda_{226}\text{Ra} N^{226}\text{Ra} - \lambda_{222}\text{Rn} N^{222}\text{Rn} \end{aligned}$$

Avec $N^{226}\text{Ra}(t=0) = N_0^{226}\text{Ra}$ on obtient la solution analytique :

$$N^{222}\text{Rn}(t) = \frac{\lambda_{222}\text{Rn}}{\lambda_{226}\text{Ra} + \lambda_{222}\text{Rn}} N_0^{226}\text{Ra} \left(e^{-\lambda_{222}\text{Rn} t} - e^{-\lambda_{226}\text{Ra} t} \right) \quad (1)$$

Or $\lambda_{226Ra} \gg \lambda_{222Rn}$ ($T_{\frac{1}{2}}^{226Ra} = 1600$ ans, $T_{\frac{1}{2}}^{222Rn} = 3.8$ jours) donc (1) se réduit à :

$$N^{222Rn}(t) = \frac{\lambda_{222Rn}}{\lambda_{226Ra}} N_0^{226Ra} \left(1 - e^{-\lambda_{226Ra} t}\right)$$

De plus si $t \gg \frac{1}{\lambda_{226Ra}}$ alors le terme $e^{-\lambda_{226Ra} t}$ devient négligeable par rapport à 1 et donc on obtient finalement :

$$N^{222Rn}(t) = \frac{\lambda_{222Rn}}{\lambda_{226Ra}} N_0^{226Ra}, \text{ relation qui nous montre que la concentration atomique de radon est}$$

constante. Le ^{222}Rn est en équilibre séculaire ou permanent avec son élément père. Comme la demi-vie du père est très grande devant celle de l'élément fils, le nombre d'atomes reste pratiquement constant : $N^{226Ra}(t) = N_0^{226Ra}$, pour aboutir finalement à la condition de l'équilibre séculaire :

$$\lambda_{222Rn} N^{222Rn} = \lambda_{226Ra} N^{226Ra}$$

$$\text{ou } \frac{N^{226Ra}}{N^{222Rn}} = \frac{\lambda_{222Rn}}{\lambda_{226Ra}}$$

D'après les solutions des équations différentielles, le nombre d'atomes maximum de ^{222}Rn est produit au bout de 33 jours. Lors d'utilisations de la source de ^{226}Ra dans notre laboratoire, il convient d'attendre 12 jours entre deux injections ; c'est la durée nécessaire pour produire 90 % du nombre maximum des atomes. La source est délivrée par le NIST (*National Institute of Standard and Technology*) avec un certificat d'étalonnage. Un calcul d'activité volumique dans l'air en fonction des paramètres figurant sur le certificat de la source nous donne une valeur de 1.5 kBq.m⁻³ à l'équilibre. Dans la pratique, nous mesurons à chaque fois l'activité initiale à une valeur proche de 1.2 kBq.m⁻³.

7.2.3.2 Intérieur de la chambre

Les informations délivrées par la chambre d'ionisation introduite dans le tonneau sont transmises par un bus RS232. Une connectique spéciale à base de prises étanches permet, en plus de l'alimentation des appareils de mesures, l'enregistrement de ces signaux à l'extérieur du dispositif afin d'éviter au maximum l'ouverture de la chambre.

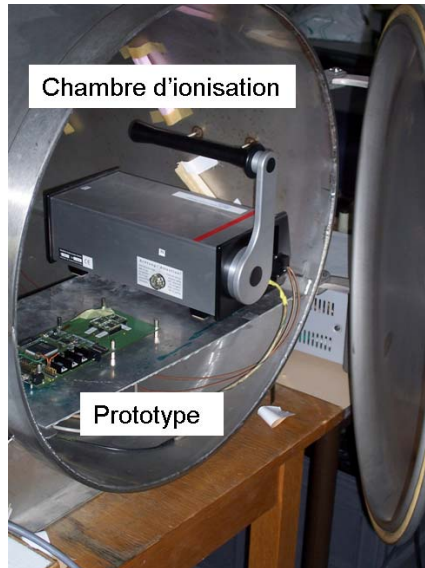


Figure 7-6 : Prototype et Alphaguard (chambre d'ionisation) placés dans le volume utile de 200 l

Les signaux numériques issus du prototype de mesure (8 + 5 bits) sont transmis à l'aide d'un câble en nappe très fin qui passe par l'ouverture de la chambre (cette chambre n'est pas pressurisée, toutes les précautions nécessaires doivent être prises pour éviter une fuite du gaz).

7.2.3.3 Environnement logiciel.

L'acquisition des données de l'AlphaRad est réalisée par un PC sous Labview. Un fichier de données enregistre à une fréquence fixée les informations suivantes : le taux de comptage et le type (simple, double ou triple) dans l'AlphaRad ainsi que l'histogramme de la hauteur des signaux en valeur ADC. Chaque matrice possède son propre fichier, il est ainsi possible de dérouler le film des événements dans l'AlphaRad avec le pas de temps défini au préalable.

Les données sont ensuite traitées dans le logiciel ROOT. L'intérêt de l'emploi de ROOT est le même que pour le simulateur GEANT4 (gratuité, ouverture, code source fourni).

7.2.4 Simulation d'émetteurs α en suspension dans l'air

La première détection [28] d'événements α sur un capteur CMOS de surface $S_{\text{pix}} = 1.64 \text{ mm}^2$ a donné un résultat de 27.5 événements en 75 h de prise de données, pour une activité ^{222}Rn de 1.17 kBq.m^{-3} dans un tonneau de 220 l. Ce résultat se devait d'être compris à la lumière d'une simulation tridimensionnelle d'émission α par une population connue de particules en suspension dans l'air. La simulation Monte-Carlo postule une répartition aléatoire des émetteurs devant le capteur, avec une émission isotrope selon les fréquences imposées par les périodes des éléments. Après prise en compte du parcours des α dans l'air et la couche d'oxyde (6 microns), le taux de comptage cumulé sur 75 h est calculé en partant d'une activité volumique normalisée à 1 kBq.m^{-3} .

Cette activité correspond à un nombre d'émetteurs présents dans le volume total de quelques 500 millions de noyaux. La prise en compte en simulation d'une telle population est impossible, il s'agit dans un premier temps d'estimer le volume utile à simuler, c'est à dire le

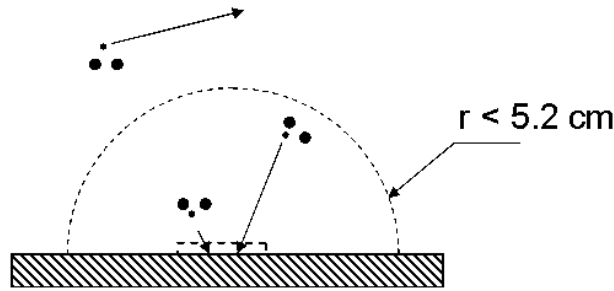


Figure 7-7 : Détection des émissions α sur l'AlphaRad

La théorie cinétique des gaz nous permet de travailler dans le cadre de l'hypothèse ergodique, qui veut que la probabilité d'occupation de l'espace des phases au cours du temps d'une particule seule est égale à une probabilité instantanée dans l'espace réel pour une population statistique correspondante. Cette hypothèse, toujours réalisée dans le cas des grands nombres, nous permet d'employer des lois d'échelle pour ramener la fraction d'émetteurs qui touchent le capteur pendant les 75 h à un simple rapport de volumes. Le volume utile devant le capteur est sensiblement une demi-sphère de rayon r égal au parcours maximal autorisé pour une particule α du mélange ^{222}Rn et descendants à vie courte, soit 5.2 cm pour 7.68 MeV dans le cas du ^{218}Po .

La simulation Monte-Carlo sera réaliste si elle permet de retrouver le comportement simple attendu, soit une augmentation linéaire pour les petits rayons et une saturation lorsque le rayon de calcul r devient largement supérieur à 5.2 cm. On attend un comportement linéaire aux petits rayons en considérant que le volume de calcul augmente en r^3 alors que l'angle solide P_Ω varie en r^{-2} ; soit $P_{\text{det}} = V_{\text{calc}} \times P_\Omega \sim r$. Ce comportement est effectivement observé sur la Figure 7-8, et le volume optimal de calcul est bien atteint pour r compris entre 30 et 60 mm, ce qui valide la méthode de calcul. Le résultat principal de cette simulation est alors la valeur exacte du taux de comptage théorique à la saturation, soit 9.02 ± 1.13 particules α en 75 heures sur $S = 1.64 \text{ mm}^2$ pour une activité volumique $A_v = 1 \text{ kBq.m}^{-3}$. Avec une activité ^{222}Rn de 1.17 kBq, on ne devrait observer que 10 événements en 75 h. Le facteur trois entre observation et calcul indique que l'ensemble des émetteurs α (^{222}Rn , ^{214}Po et ^{218}Po) contribue aux événements α collectées en 75 h. Ce résultat a été confirmé par les détecteurs de traces introduits comme référence dans le tonneau de radon, et qui ont donné : $3673 \pm 361 \text{ Bq.m}^{-3}$.

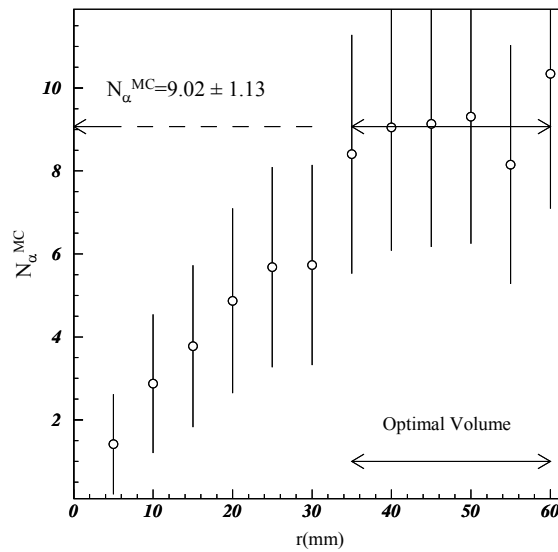


Figure 7-8 : Simulation Monte-Carlo de la détection des particules α du radon dans un capteur CMOS à pixels (MIMOSA 1 [28]) en fonction du volume considéré (r = rayon de la demi-sphère simulée).

7.2.5 Mesures à 1 kBq.m^{-3} : préliminaires

Toutes les mesures effectuées au sein de notre laboratoire utilisent la source de ^{226}Ra . La source a été régulièrement utilisée après une période de régénération d'au minimum 12 jours (90 % de l'équilibre séculaire). Cette source est donc capable de donner la même activité en ^{222}Rn à chaque utilisation ($\sim 1.2 \text{ kBq.m}^{-3}$, valeur mesurée à de multiples reprises par la chambre d'ionisation). Le volume total de radon est injecté en une fois dans la chambre. Les descendants sous forme d'aérosols ne sont pas filtrés, l'air injecté contient donc un mélange de ^{222}Rn ainsi que ses descendants à vie courte, ^{218}Po et ^{214}Po (fraction libre et attachée). A l'intérieur de la chambre hermétiquement fermée, un nouvel équilibre radioactif s'établit entre le radon et son premier descendant en moins de 10 minutes (selon les équations différentielles données plus haut).

Notre dispositif de mesure est la carte support à 3 circuits décrite au paragraphe 5.4. Ce type de mesure à activité initiale constante ou non est appelée mesure en mode passif : il n'y a aucun dispositif de collection de charges de type électrostatique ou un filtre permettant de fixer les descendants solides, qui sont les deux façons actives de forcer la collection. En plus de notre dispositif, nous avons placé à l'intérieur du banc une chambre d'ionisation de type Alphaguard.

Dans ce mode de comptage passif, la partie sensible du détecteur attend qu'une désintégration ait lieu très près de sa surface. L'activité attendue de 1.1 kBq.m^{-3} correspond à un nombre d'atomes de ^{222}Rn de 1.2×10^8 , qui est en dilution importante comparée au nombre d'atomes de ^{222}Rn ($\sim 10^{23}$). Un temps minimum d'acquisition (2 à 3 h) est nécessaire afin d'accumuler suffisamment de statistique.

7.2.6 Problème d'attachement aux parois

Du fait de la nature attachée des descendants du radon (fixés sur les aérosols), une partie de la population des aérosols va rapidement diffuser et s'attacher sur les parois. Une étude plus détaillée est faite dans le paragraphe 7.4.2. Nous pouvons donc nous demander si nous détectons bien les particules α émises en suspension ou s'il faut s'attendre à un biais dû au dépôt des aérosols à même le capteur.

La population des descendants du radon correspond à seulement $6.4 \cdot 10^4$ atomes ou ions de ^{218}Po . Le rapport surfacique de notre capteur ($2.5 \times 5 \text{ mm}^2$) par rapport à la surface de notre banc (cylindre de 1.78 m^2) est de 2.1×10^{-5} , donc en l'absence de tout processus de collection, le nombre d'aérosols susceptibles de se déposer sur la surface du capteur est de 0.3 en 2 heures. Ce phénomène peut donc être négligé. Nous pouvons donc conclure que nous détectons les émetteurs α en suspension dans l'air.

7.2.7 Facteur de conversion surface - volume

Il existe une relation linéaire entre l'activité volumique du radon (+ descendants) et le taux de comptage détecté sur une surface active S , relation qui peut être écrite $A_v = F \cdot A_s$, où F représente à la fois un facteur de conversion d'unités (surface \rightarrow volume) et un facteur de calibration du capteur. Comme les capteurs CMOS à pixels de la génération MIMOSA [23] et le circuit AlphaRad présentent la même structure SiO_2 / Si et la même efficacité, on attend un facteur F identique aux surfaces près, ou plus précisément : $F_{\text{pix}} / F_{\text{AlphaRad}} = S_{\text{pix}} / S_{\text{AlphaRad}}$. De l'ensemble des résultats commentés au paragraphe 7.2.4, on déduit, pour le MIMOSA 1, un facteur égal à $F_{\text{PixSim}} = (2.99 \cdot 10 \pm 0.54) \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ si A_s est exprimée en événements. s^{-1} et A_v en $\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}$. Le facteur de calibration mesuré est égal à $F_{\text{AlphaRadmes}} = (3.51 \pm 0.52) \times 10^7 \text{ m}^{-3}$.

7.2.8 Prise de données

Le cumul du nombre de coups par AlphaRad est représenté sur la Figure 7-9. On remarque une différence de comptage pour une des matrices, elle compte sensiblement moins que les deux autres ($\sim 26 \%$ en moins), ce qui peut s'expliquer par un bruit nettement plus élevé sur cette matrice.

Le pas de temps de l'acquisition est fixé à 10 minutes pour faciliter la comparaison avec la chambre d'ionisation (ses pas de temps peuvent être réglés respectivement à 10 minutes ou 1 heure).

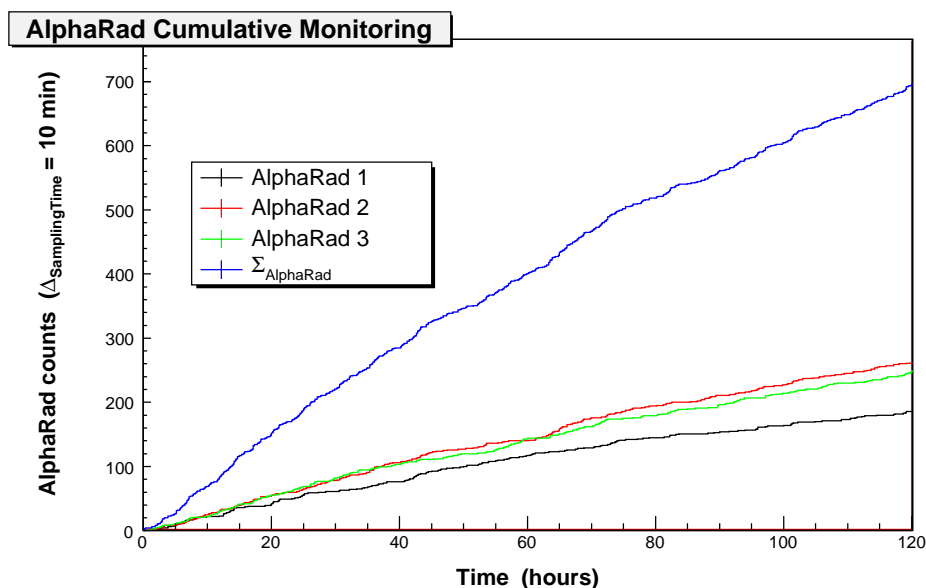


Figure 7-9 : Cumul d'événements α pour les trois AlphaRad de la carte prototype. Le temps d'échantillonnage est de 10 minutes. L'erreur systématique ainsi visible se traduit par 700 ± 40 (5%).

La courbe de désintégration du radon étant une exponentielle, on peut faire un calcul du premier ordre en considérant la pente d'une droite. Le taux de comptage pour un échantillonnage de 10 minutes est de l'ordre de $6 \alpha \cdot h^{-1}$, cette valeur est en plein accord (à surface équivalente) avec celle observée lors des premiers tests de détection de particules α du radon par un capteur CMOS de première génération : Mimosa 1 [28].

Pendant la prise de données, nous effectuons une moyenne de la trame qui constitue le signal analogique du capteur entre deux remises à zéro. Ces distributions des moyennes des trames (en l'absence de signal) pendant les 120 heures d'acquisition, sont représentées sur la Figure 7-10.

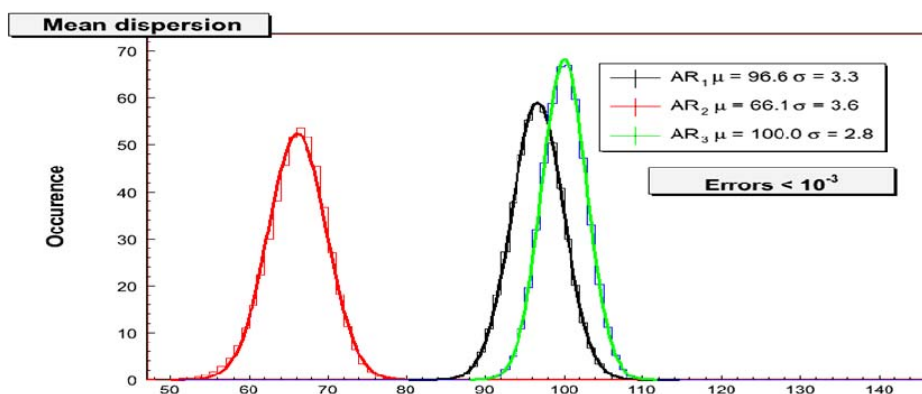


Figure 7-10 : Distributions des trois piédestaux (moyennes des trames vides), en unités ADC.

L'écart type est faible (~ 3.3), la moyenne reste stable pendant les 120 heures d'acquisition, et ce résultat justifie la décision de s'affranchir de la compensation d'offset, source d'erreurs de comptage (3.3.3 et 3.3.4)

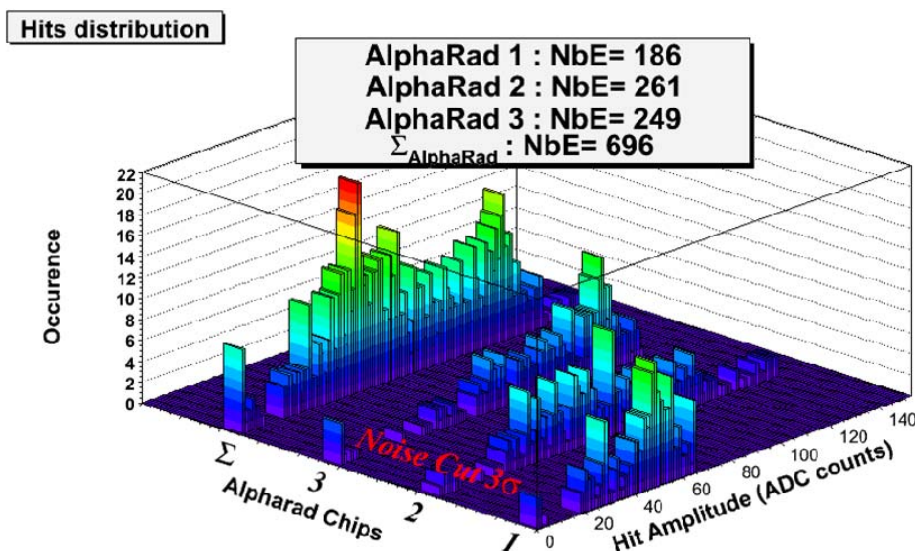


Figure 7-11 : Distribution de l'amplitude des signaux ADC pour chaque matrice, ainsi que la somme des trois

L'histogramme (Σ) est la somme des histogrammes de chaque matrice, il est néanmoins plus judicieux de renormaliser chaque histogramme à la même échelle pour avoir une idée de la distribution réelle de l'amplitude ADC des événements α comme cela est représenté sur la Figure 7-12.

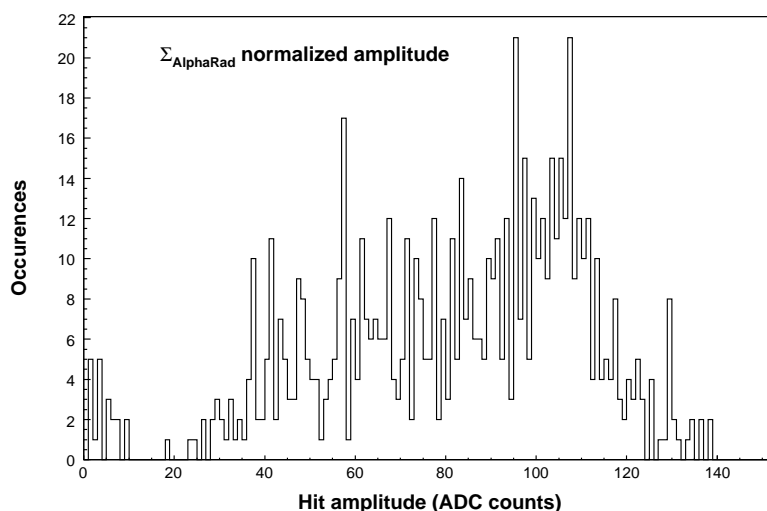


Figure 7-12 : Distribution des événements après renormalisation des gains de chaque circuit.

a) Résultats de la chambre d'ionisation (à 1 kBq.m^{-3})

Après injection d'une activité radon de l'ordre de 1 kBq.m^{-3} , les données sont prises à intervalles de 10 minutes pendant plus de 10 jours, afin de réaliser un ajustement proche de la demi-vie du radon.

La chambre d'ionisation donne l'ajustement suivant :

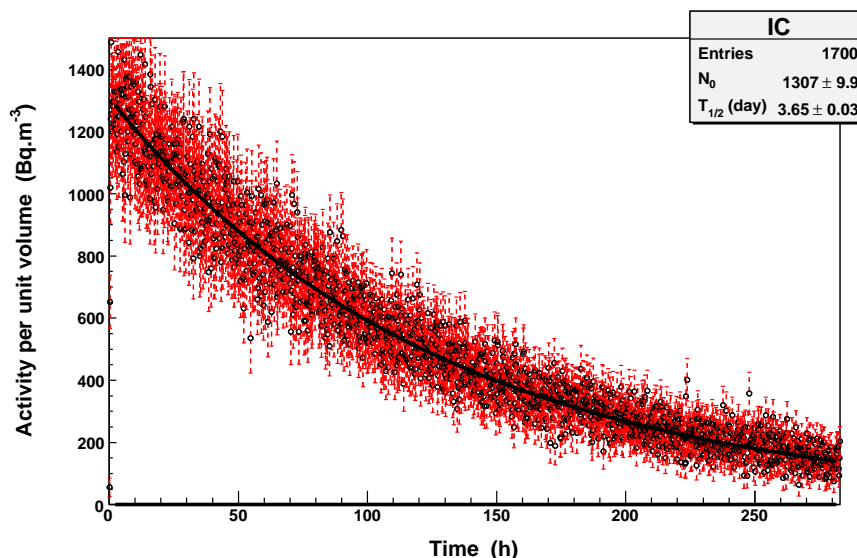


Figure 7-13 : Activité volumique du radon dans la chambre mesurée par l'Alphaguard, l'activité est ajustée par une exponentielle décroissante.

La qualité de l'ajustement est bonne (le χ^2 réduit est de 0.5) et la valeur calculée pour la demi-vie du radon est de 3.65 jours (à comparer à 3.82 jours), cette valeur légèrement inférieure à la normale pouvant provenir d'une fuite dans notre chambre de test.

Cet ajustement est à comparer avec celui que donne le même type de chambre d'ionisation dans un banc de calibration à haute activité (le banc BACCARA de l'IRSN est décrit dans paragraphe ci-après).

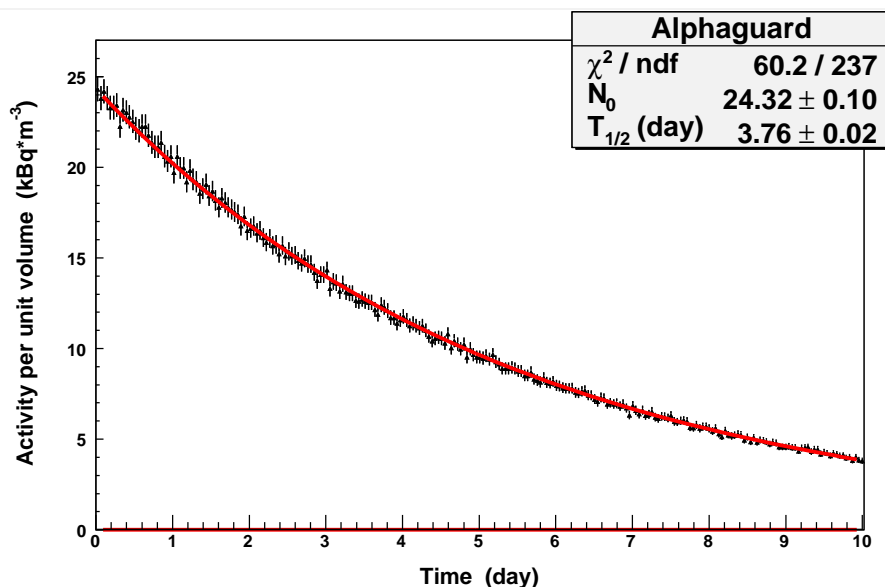


Figure 7-14 : Ajustement d'une désintégration de radon effectuée dans l'état de l'art d'un banc de test calibré.

Les mesures à BACCARA (Figure 7-14) suggèrent l'hypothèse d'une fuite dans la chambre à radon de l'IPHC. En effet, la chambre BACCARA dispose d'une solide fermeture hermétique dont l'efficacité a déjà été testée avec succès sous pression.

b) Résultats des trois matrices actives de notre système

Le système AlphaRad (3 circuits) est placé dans notre chambre de volume 200 l pendant 10 jours après avoir injecté une activité volumique de 1.3 kBq.m^{-3} . Le taux de comptage étant mesuré sur chaque capteur toutes les 10 minutes pour respecter le taux d'échantillonnage de la chambre d'ionisation, nous allons prendre en compte la totalité du taux de comptage pour le système complet de trois capteurs. L'ajustement des données sur une période de 10 jours avec une exponentielle décroissante donne une valeur de $T_{1/2} = 3.49 \pm 0.33$ jours (1 écart-type) pour la demi-vie du radon.

Nos capteurs enregistrent peu d'événements du fait, d'une part de la faible activité et d'autre part de leur surface très petite ($2.5 \times 5 \text{ mm}^2$). Le taux d'échantillonnage de la Figure 7-15 est de 60 minutes. L'ajustement du taux de comptage sur 10 jours permet d'extraire l'amplitude N_0 de la fonction exponentielle d'ajustement d'où on déduira notre facteur de conversion.

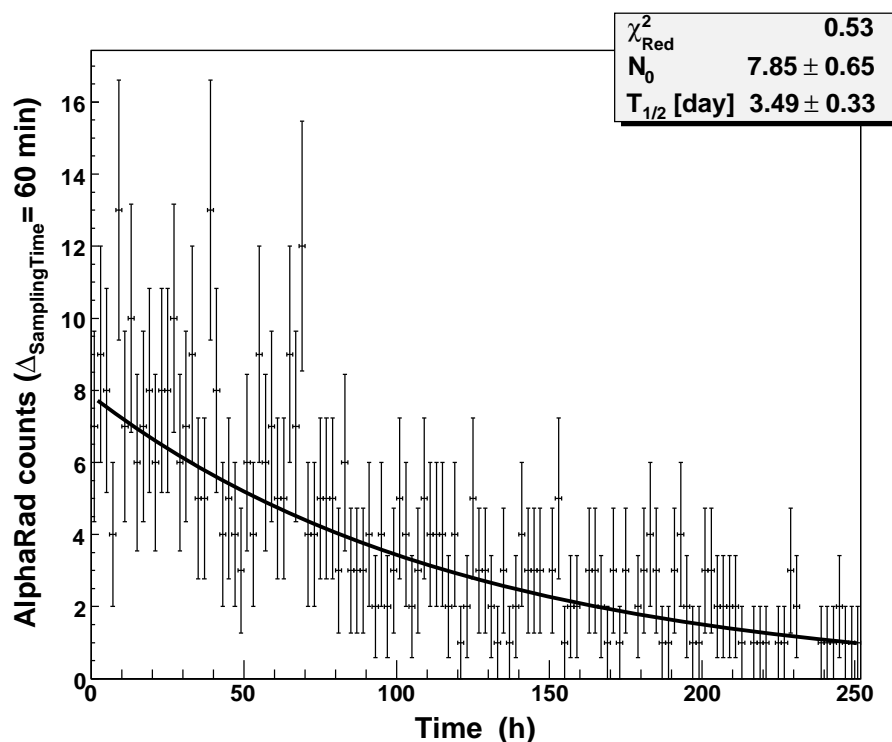


Figure 7-15 : Ajustement avec une exponentielle décroissante du taux de comptage cumulé dans trois circuits AlphaRad pour une activité volumique en ^{222}Rn de 1.3 kBq.m^{-3} .

7.2.9 Facteur de conversion : premier calcul

7.2.9.1 Discussion

Le radon se mesure en activité volumique A_v mais notre détecteur est un plan de surface S , il est donc nécessaire d'introduire un facteur de conversion pour passer de cette activité surfacique à l'activité volumique en ^{222}Rn .

L'activité surfacique A_s du capteur inclut toutes les inefficacités ; l'efficacité du capteur pour ce type de détection a été calculée (voir simulation et mesures paragraphe 6.2.5) ; elle est de 90 %.

On a donc la relation $A_v = F.A_s$ (7.2.7) qui définit le facteur F de conversion, déjà caractérisé au paragraphe 7.2.7 mais recalculé ici avec une autre unité.

L'hypothèse de linéarité sera vérifiée au paragraphe suivant.

7.2.9.2 Calcul

D'après la Figure 7-15, notre système atteint dès les premières minutes après l'injection une valeur $A_s = 7.85 \pm 0.65 \text{ h}^{-1}$ pour une activité mesurée dans le banc de 1.1 kBq.m^{-3} .

La surface de détection de notre prototype (0.375 cm^2) est 20 fois plus grande que celle du premier capteur (1.64 mm^2), et on retrouve une valeur du facteur de conversion égale au rapport des surfaces.

Le facteur de conversion précédemment calculé lors de la simulation (7.2.4), donne $F \sim 10^6$ pour $A_s \sim 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ en utilisant la seconde comme unité de temps. Or notre temps d'échantillonnage (Δt_{sample}) étant de 10 minutes (choisi en fonction de celui de la chambre d'ionisation), le taux de comptage donne : $A_s = 0.85 \pm 0.16 \text{ s}^{-1} / \Delta t_{\text{sample}}$.

Ce facteur de calibration est obtenu à partir des mesures d'activités volumiques de 1.1 kBq.m^{-3} relevées par la chambre d'ionisation, et l'incertitude est calculée sur les deux contributions AlphaRad et AlphaGuard (l'erreur donnée par le constructeur est de 12 %).

7.2.10 Le système de test BACCARA et les mesures en mode passif.

Les mesures effectuées au sein de notre laboratoire ont permis de recueillir un point de mesure unique à une activité faible (1 kBq.m^{-3}). Afin de pouvoir étudier la linéarité de notre système, et de calculer le facteur de conversion F avec plus de précision, d'autres mesures à des activités différentes sont nécessaires. Le pas d'échantillonnage reste fixé à 10 minutes.

Le banc de mesures à hautes activités en radon, qui sert d'étalonnage secondaire pour les appareils de mesure, est celui du laboratoire IRSN. Ce sont donc les conditions idéales pour tenter de caractériser d'une manière plus fine notre prototype.

7.2.10.1 Suivi en temps réel d'une injection de radon de haute activité volumique

Les paramètres du système de test BACCARA ont été réglés de façon à injecter une activité volumique en ^{222}Rn de $80 \text{ kBq}\cdot\text{m}^{-3}$. Le suivi de l'injection se fait en parallèle grâce à deux chambres d'ionisation de type Alphaguard ; il est montré sur la Figure 7-16.

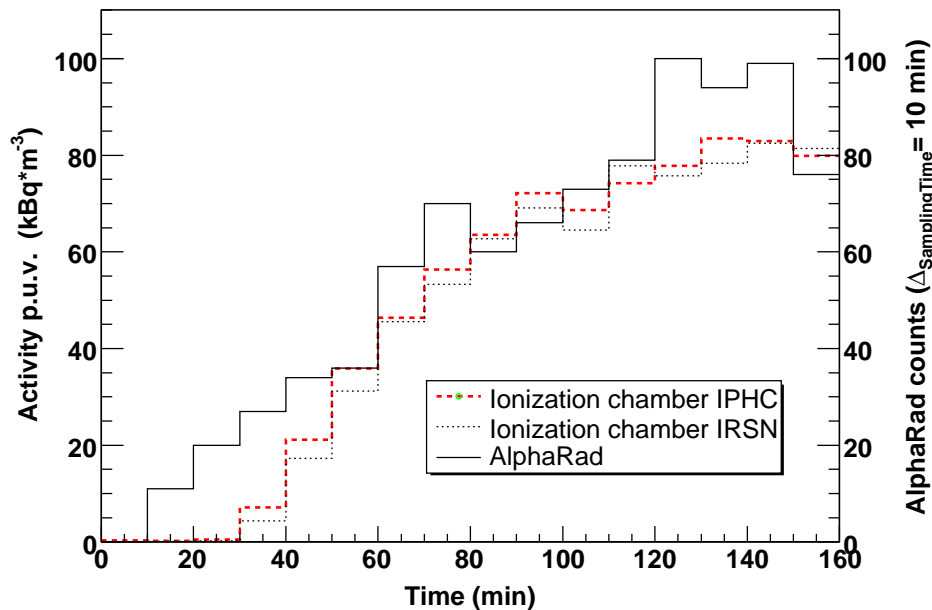


Figure 7-16 : Suivi en temps réel de la prise de données des trois détecteurs pendant une injection de $80 \text{ kBq}\cdot\text{m}^{-3}$ dans BACCARA.

La réponse transitoire (Figure 7-17 : Comparaison entre les activités volumiques mesurées par les chambres d'ionisation (avec décalage de 20 minutes) et l'échantillonnage par les trois AlphaRad.) nous montre la réactivité quasi-immédiate de notre prototype, là où les chambres d'ionisation ont un temps de latence de 10 à 30 minutes. Ce temps est dû, d'une part, à la diffusion du gaz à travers la membrane en fibre de verre et d'autre part au temps que met le système, pour donner une évaluation correcte de l'activité (la documentation de l'appareil indique qu'une précision de 90 % nécessite un temps de mesure au moins égal à 30 minutes).

La comparaison des données entre notre système et les chambres d'ionisation se fait donc en opérant une translation de 10 minutes (resp. 20) des activités mesurées par ces chambres pour respecter cette diffusion. Avec cette méthode, on obtient l'ensemble des points de mesure donnés par la Figure 7-17. L'ajustement avec une droite des moindres carrés conduit à la valeur suivante :

$F_{\text{conv}} = 1.17 \pm 0.18$ (resp. 1.37 ± 0.27) pour une translation dans le temps de 10 minutes (resp. 20 minutes).

Nous choisissons la translation de 20 minutes qui nous ramène à une valeur précise de l'activité donnée par la chambre d'ionisation proche de 90 % (donnée par le constructeur).

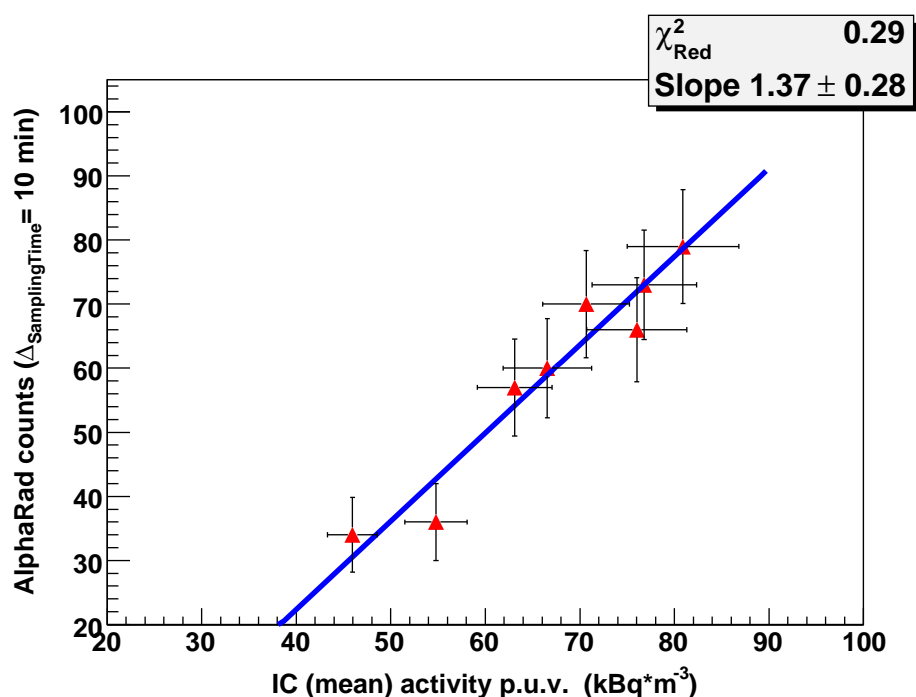


Figure 7-17 : Comparaison entre les activités volumiques mesurées par les chambres d'ionisation (avec décalage de 20 minutes) et l'échantillonnage par les trois AlphaRad.

7.2.10.2 Test de linéarité à des activités volumiques fixées.

Quatre activités volumiques différentes ont été utilisées à BACCARA, respectivement 10, 20, 24 et 80 kBq.m⁻³. Les mesures retenues pour le calcul défini de la linéarité sont effectuées dès que les activités se sont stabilisées dans BACCARA. Un exemple de mesure d'une activité fixée à 10 kBq.m⁻³ est illustré sur la Figure 7-18.

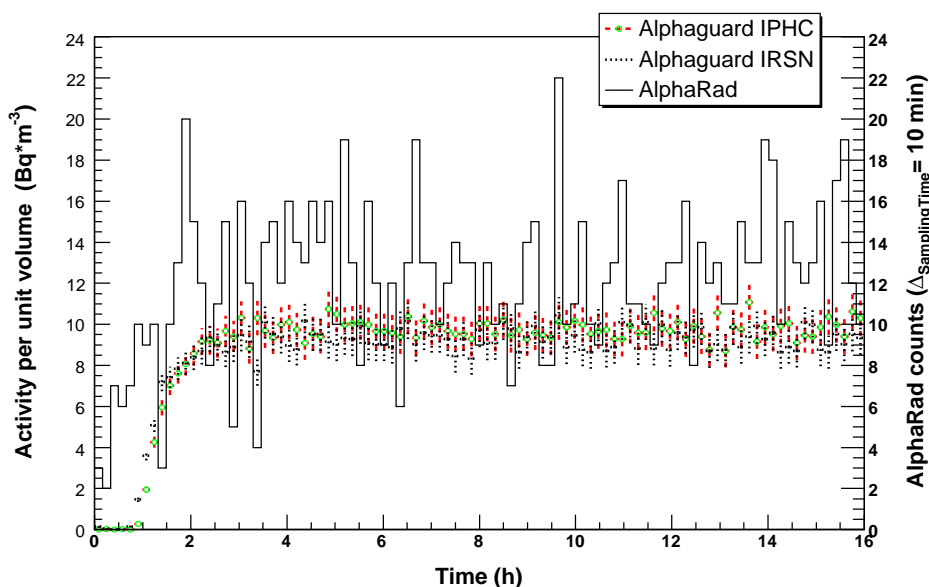


Figure 7-18 : Mesure en continu d'une activité volumique constante de 10 kBq.m⁻³ par les chambres d'ionisation et notre système.

Le temps de stabilisation dans BACCARA dépend de l'activité demandée ; le radon en provenance de la source secondaire calibrée est mélangé à un flux d'air purifié et c'est la vitesse de ce flux qui détermine l'activité volumique demandée dans le système de test.

Plus l'activité est forte, moins le flux d'air sera rapide et donc le temps pour atteindre l'équilibre dans BACCARA sera plus long à cause de la diffusion dans la chambre cylindrique.

Pour une activité de 10 kBq.m^{-3} , le temps nécessaire à la stabilisation du banc est typiquement de 2 heures comme on le voit sur la Figure 7-18 : le suivi de l'activité dans BACCARA est mesuré par deux chambres d'ionisation (Alphaguard) et notre système de trois capteurs AlphaRad. L'histogramme cumulé dans les chambres d'ionisation et les 3 circuits permet de calculer les bornes d'erreur sur les activités données par le système de référence ainsi que sur nos propres points de mesure. Le premier ajustement de la Figure 7-19 est fait sur une moyenne des activités mesurées par les deux chambres d'ionisations.

Nous obtenons par exemple un point pour l'activité volumique de 10 kBq.m^{-3} demandée dans BACCARA ; après les mesures nous obtenons avec les bornes d'erreur: $9.56 \pm 0.05 \text{ kBq.m}^{-3}$ pour les chambres d'ionisation et 12.38 ± 0.35 coups α par 10 minutes).

Trois autres points ont été mesurés en suivant la même procédure pour des activités de 20, 25 et 80 kBq.m^{-3} .

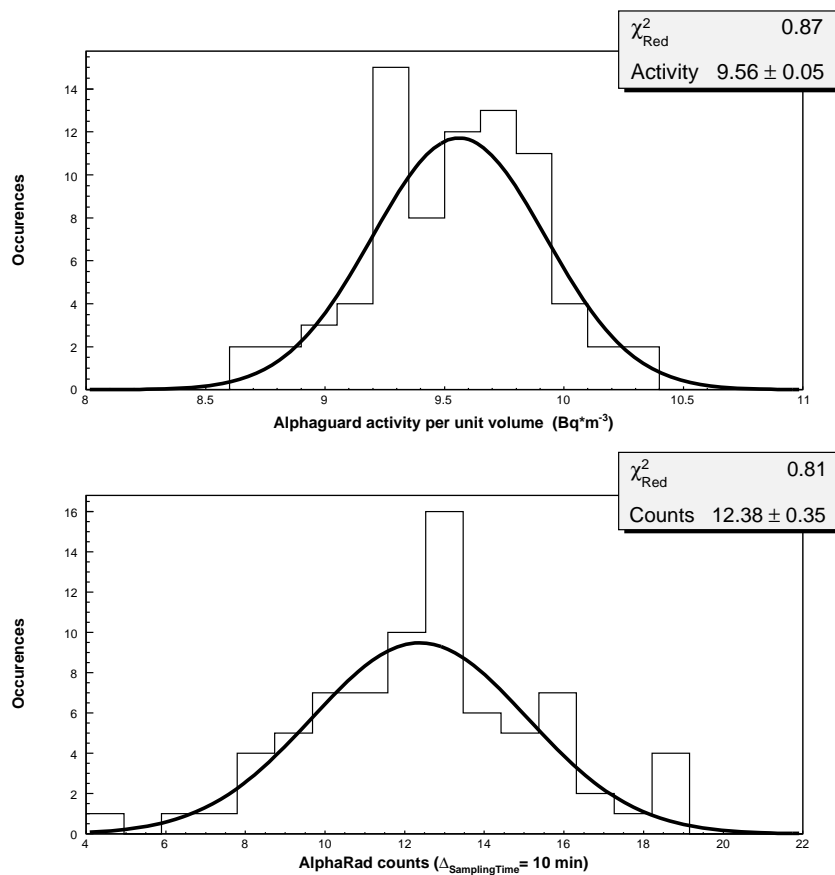


Figure 7-19 : Ajustements gaussiens de l'activité volumique (resp. des événements AlphaRad) mesurée par les chambres d'ionisation (resp. par nos trois matrices).

La compilation des résultats nous permet de calculer une nouvelle valeur du facteur F qui doit être considérée comme la meilleure, car elle est prise sur 5 points à activité volumique stabilisée.

7.2.11 Résultats des mesures à différentes activités.

L'ensemble des résultats avec le système à 3 circuits AlphaRad est rapporté à l'activité donnée par le système de référence. On peut constater une excellente linéarité sur toute la gamme d'activité ($\chi^2 < 1$). Le facteur de conversion est obtenu en effectuant l'ajustement des couples de points (chambre d'ionisation, AlphaRad) sur l'ensemble des hautes activités (4 points BACCARA et un point à faible activité RAMSES).

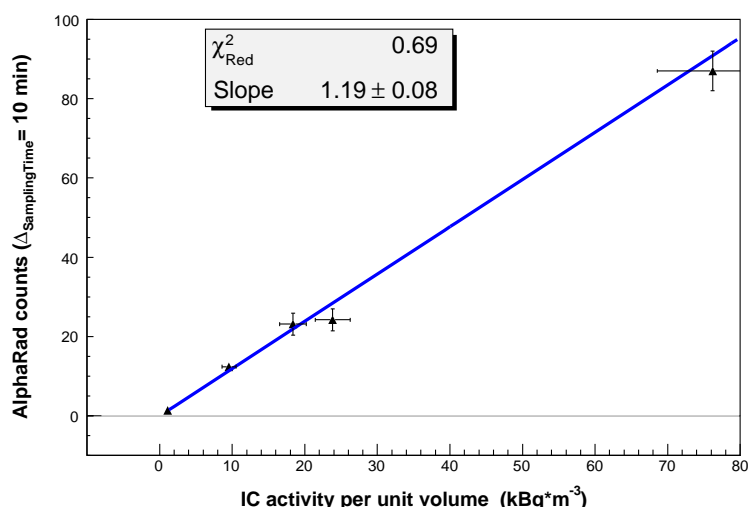


Figure 7-20 : Taux de comptage dans le système à trois AlphaRad en fonction de l'activité mesurée par les chambres d'ionisations.

Le facteur de conversion (calibration) F final est calculé par un ajustement de droite des moindres carrés, il vaut : 1.19 ± 0.08 .

Le Tableau 13 récapitule les activités des chambres d'ionisation. Par ailleurs des détecteurs de type électret (E-PERM, cf. paragraphe 1.9.1.3) ont été également placés dans l'enceinte BACCARA pendant les mesures. Ce type de détecteur est habituellement utilisé en mode intégration sur une longue période de mesure or dans notre cas les temps de mesure sont très court ce qui explique la différence par exemple entre les point d'activité 20 et 25 kBq.m⁻³. On a rajouté sur la dernière ligne, l'activité volumique mesurée par notre propre système, à présent calibré.

	Activité (kBq.m ⁻³)			
Activités nominales	10	20	25	80
Chambre d'ionisation	9.76 ± 0.05	18.17 ± 0.23	24.33 ± 0.95	77.27 ± 1.15
Electret E-PERM	8.6 ± 1.2	17.9 ± 1.2	17.1 ± 4.2	70.5 ± 8
Système (AlphaRad)	10.40 ± 1.45	19.42 ± 2.67	20.63 ± 3.58	74.64 ± 5.95

Tableau 13: Résultats des appareils de mesures à différentes activités (le système AlphaRad est calibré avec F = 1.19).

7.2.12 Synthèse des résultats obtenus pour le mode passif

Le Tableau 14 reprend les différentes valeurs du facteur F obtenues dans les mesures précédentes, montrant qu'elles sont toutes compatibles entre elles. On considère que la mesure aux activités stabilisées est la meilleure.

Type de mesure	Facteur de conversion
Activité volumique de 1 kBq.m ⁻³ ($\Delta t = 10\text{min}$)	0.85 ± 0.16
Régime transitoire jusqu'à 80 kBq.m ⁻³ ($\Delta t_{\text{diffusion}} = 10\text{min}$)	1.17 ± 0.18
Régime transitoire jusqu'à 80 kBq.m ⁻³ ($\Delta t_{\text{diffusion}} = 20\text{ min}$)	1.37 ± 0.27
Linéarité à différentes activités volumiques stabilisées	1.19 ± 0.08

Tableau 14 : Valeurs récapitulatives du facteur de conversion calculé suivant différents protocoles de mesures.

En conclusion, notre système, utilisé en mode passif [52], est capable de donner une mesure raisonnable et linéaire dans un délai inférieur à 30 minutes pour des activités volumiques supérieures à 1 kBq.m⁻³. Les faibles activités volumiques (inférieures 1 kBq.m⁻³) réclament un temps de mesure plus long (de l'ordre de la journée). La conversion d'événements détectés sur les matrices actives en activité volumique se fait via un simple facteur de conversion.

La volonté des pouvoirs publics tend à abaisser les seuils de classification de zones à 200 Bq.m⁻³. Si nous voulons intéresser le public, notre détecteur devra être capable de mesurer ces basses activités dans un délai raisonnable.

Le mode de comptage passif ne permet pas de descendre à des mesures rapides de telles activités. C'est pourquoi une partie complémentaire du système de mesure a été étudiée pour permettre une réponse rapide du système : ce sera le mode actif par l'ajout d'une pompe et d'un procédé de filtration. Le mode actif donne, de plus accès au facteur d'équilibre entre le radon et ses descendants solides, paramètre finalement crucial dans l'évaluation des doses réellement reçues au niveau des poumons.

7.3 Collection active des aérosols

Le prototype de mesure pour la collection active est équipé d'une petite chambre qui recouvre la partie active constituée des trois AlphaRad. Cette chambre est percée de trois orifices situés en face des AlphaRad et chaque orifice est masqué à l'aide d'un filtre à membrane (Millipore de type MF, taille 25 mm, diamètre des pores 0.8 μm). La circulation d'air permet de déposer la fraction attachée (aérosols) sur le filtre de telle sorte que l'émission α se fasse juste en face du capteur. ($T_{\text{circulation}} = \text{Vol}_{\text{tot}} / \text{vitesse}_{\text{circulation}}$)

La circulation d'air à travers notre filtre va échantillonner le gaz contenu dans l'enceinte, on peut considérer que le volume total sera passé à travers les filtres au bout d'environ trois périodes.

Cette collection active ne concerne que la fraction attachée des descendants solides et surtout le descendant dont la production est la plus rapide et la plus importante, c'est-à-dire le ²¹⁸Po (7.2.2).

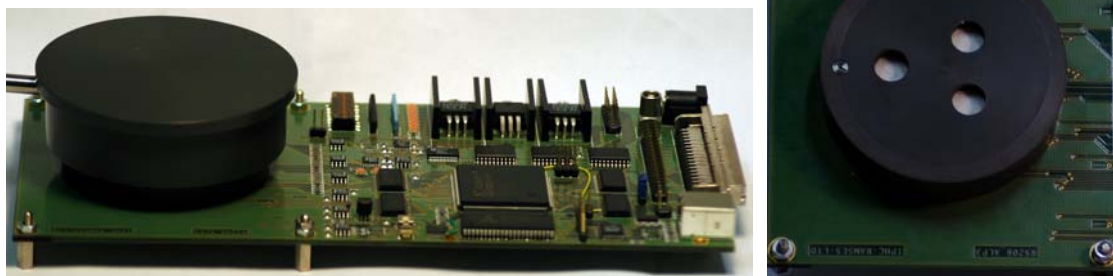


Figure 7-21 : Carte prototype équipée de la partie de collection active des aérosols (cylindre de hauteur 3 cm et de diamètre 8 cm).

Le schéma suivant nous montre la circulation d'air dans la petite chambre.

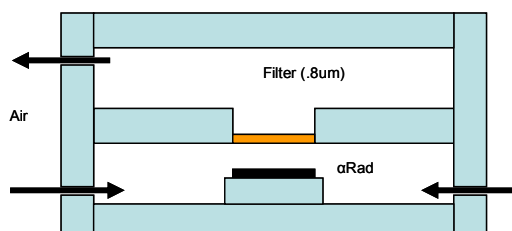


Figure 7-22 : Circulation forcée d'air au travers des filtres situés devant les AlphaRad, la distance capteur-filtre est de 2 mm.

La génération d'aérosols étant une procédure complexe non réalisable dans notre laboratoire nous avons à nouveau utilisé le banc de test BACCARA. Ce banc permet sous certaines conditions, de mélanger du radon à des poussières calibrées (7.4). La prise de données de notre système de test est désormais intégrée sur la carte dans le FPGA, ce qui permet de s'affranchir d'un PC d'acquisition. L'algorithme de détection et de comptage y figure également, il permet donc la création de plusieurs histogrammes qui suivent l'évolution du taux de comptage par pas ajustable au cours du temps. Les histogrammes de hauteurs ADC des signaux sont également enregistrés, ces données sont transférables à tout moment sur un PC via le bus USB. Le système est donc devenu autonome

7.4 Le banc de mesure BACCARA (Saclay)

Ce banc de mesures permet d'injecter et de contrôler l'activité volumique du ^{222}Rn , du ^{220}Rn et de leurs descendants.

Ce banc de mesure se compose de deux systèmes différents : l'un statique et l'autre dynamique. Nos expériences se sont déroulées avec le banc statique.

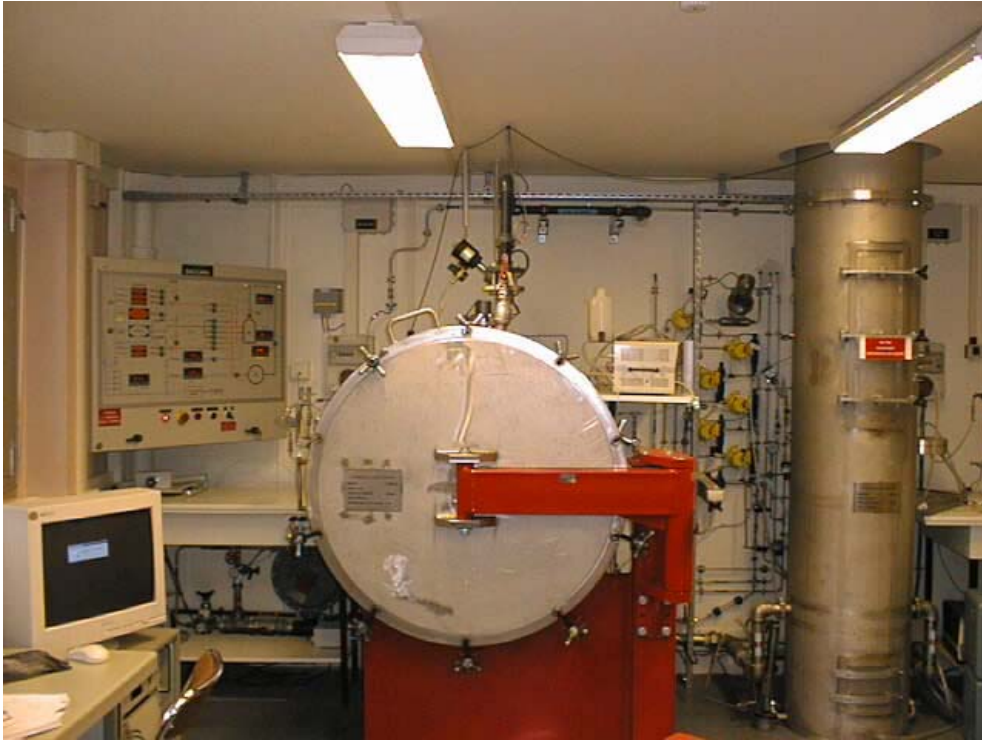


Figure 7-23 : Banc de mesure et de tests BACARRA, la partie statique est au centre, le banc dynamique est situé sur la droite.

7.4.1 Finalités et caractéristiques

Ce banc de mesure, en constante évolution, est un instrument spécialisé pour les recherches dédiées au radon et à ses descendants à vie courte [53]. Il sert en particulier à caractériser, étalonner et comparer les instruments utilisés pour mesurer les activités volumiques du radon et de ses descendants. Il utilise une source calibrée de ^{222}Rn (standard secondaire) d'une activité volumique connue avec une précision de 1%.

Ce banc permet de reproduire en outre le large éventail d'activités volumiques que l'on trouve dans l'environnement (habitations, sols, mines, etc.). Il peut générer des activités volumiques de $0.1 \text{ Bq à } 2 \text{ MBq.m}^{-3}$. Un test sous pression a validé l'étanchéité du banc.

Les mesures d'activités volumiques se font en général à l'aide de chambres d'ionisation pour l'activité volumique du ^{222}Rn seul, que l'on peut coupler à des appareils spécifiques à la mesure des descendants du radon. Toutes les valeurs sont transmises à l'aide de connecteurs étanches qui véhiculent les signaux à l'extérieur du banc.

7.4.2 Génération d'aérosols

Ce banc statique peut être alimenté, au choix par du gaz purifié ou bien, au contraire, en y injectant des aérosols de taille calibrée. Les aérosols sont pulvérisés à l'aide d'un atomiseur (Figure 7-24) et d'une solution de chlorure de sodium. La taille de ces aérosols (entre 40 et 60 nm) est ajustée en fonction de la concentration de NaCl.

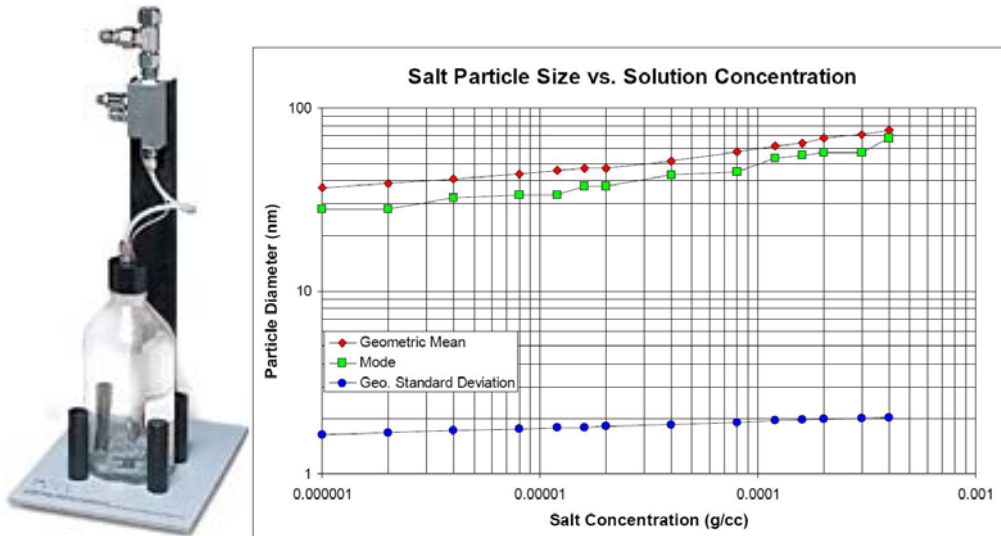


Figure 7-24 : Atomiseur TSI 3076 permettant de générer des aérosols pluri-dispersés en fonction de la concentration du NaCl (données constructeur).

Dans notre campagne de mesures nous utilisons une concentration de 10^{-4} g.cm⁻³ de NaCl ce qui correspond à une taille d'aérosols de l'ordre de 40 à 60 nm.

La distribution de la taille des aérosols en fonction de la concentration en sel est donnée par le constructeur, elle est représentée sur la Figure 7-25. Le diamètre moyen est de 50 nm (10^{-4} gg.c⁻¹) avec un écart type de 17 nm. La connaissance précise de la taille des aérosols permet d'en déduire les caractéristiques de la diffusion et du dépôt sur les parois [54] et tous les modèles de calcul d'attachement insistent sur l'extrême sensibilité à la dispersion des tailles autour du diamètre moyen [55].

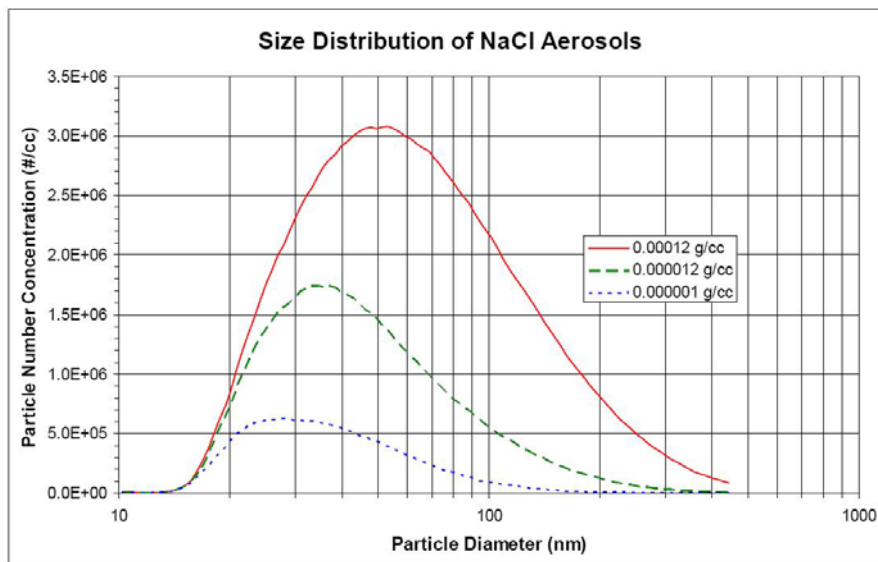


Figure 7-25 : Distribution de la taille des aérosols générés par l'atomiseur TSI3076 (données constructeur)

La chaîne de génération est détaillée sur la Figure 7-26, l'air comprimé injecté dans l'atomiseur est purifié et allégé de ses impuretés et de son humidité (il passe à travers un déshuileur et un sécheur contenant du silicagel). L'atomiseur génère les aérosols qui sont

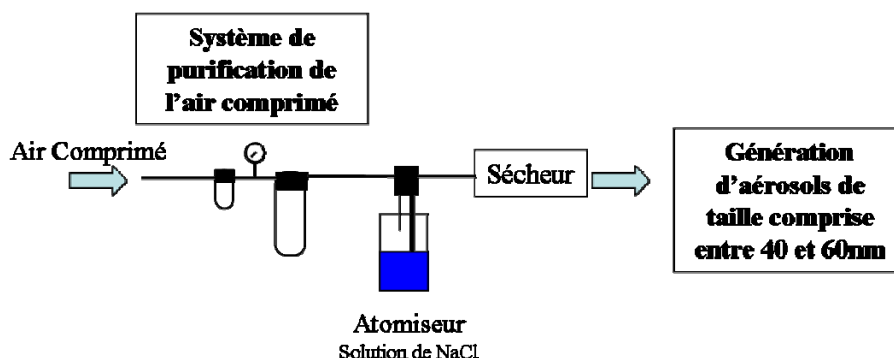


Figure 7-26 : Génération d'aérosols de taille fixée en fonction de la concentration en chlorure de sodium

7.4.3 Mesures actives dans BACCARA

Ce banc de test permet de faire varier certains paramètres comme la vitesse de circulation de l'air (aspiration), la ventilation de la chambre et le type de filtre, chacun de ces paramètres ayant une influence sur la collection des aérosols et donc sur le taux de comptage.

7.4.3.1 Injection d'aérosols calibrés

Une série de mesures consiste en une injection de radon d'activité connue et d'aérosols de taille fixée, les mesures se font après vidange et rinçage, si nécessaire, de l'enceinte. Pour la première expérience, on a fait circuler l'air à 2 l.min^{-1} au travers des filtres avec injection d'aérosols de taille calibrée dans BACCARA. Deux appareils de tests étaient présents dans la chambre : une chambre d'ionisation de type Alphaguard et un Tracerlab pour la mesure spécifique des descendants du radon. Les résultats sont donnés sur la figure suivante pour une activité nominale de 25 kBq.m^{-3} en ^{222}Rn .

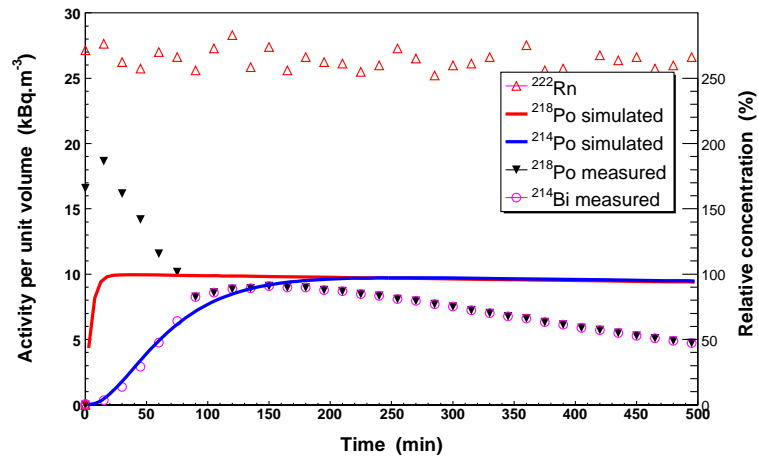


Figure 7-27 : Mesure séparée de la concentration des descendants du radon dans BACCARA après une injection d'aérosols et d'une activité volumique en radon de 25 kBq.m^{-3} , l'échelle de droite fait référence aux concentrations relatives des simulations.

L'activité volumique de 25 kBq.m^{-3} en radon étant injectée en même temps que les aérosols, on observe en premier lieu la montée et la décroissance du ^{218}Po pendant les 20-30 premières minutes, puis on voit la concentration ^{214}Po (^{214}Bi) augmenter pour atteindre un maximum vers ~ 160 minutes.

Les mesures sont en accord avec les simulations effectuées précédemment (Figure 7-1). En effet, le pas de temps de mesure de l'Alphaguard (respectivement du Tracerlab) est de 10 minutes (respectivement de 15 minutes) ce qui explique le décalage possible entre les valeurs calculées du maximum de concentration pour le ^{218}Po (resp. du ^{214}Po) de 33 minutes (resp. 260 minutes). La différence entre les valeurs de 160 et 260 minutes s'explique par un phénomène d'importance centrale qui a lieu dans la chambre : le « *plate-out* » ou l'attachement sur les parois, phénomène présent dès l'injection du radon, et qui sera précisé plus en détail dans les paragraphes suivants.

Ces mesures qui portent sur les descendants permettent de remonter au facteur d'équilibre.

Le facteur d'équilibre, défini au paragraphe 7.2.2.2, est représenté sur la Figure 7-28, il est compris entre 0.2 et 0.4 avec une moyenne autour de 0.3 en régime permanent, moyenne représentative de la contribution d'un tiers de chaque descendant à la concentration totale. Ce facteur décroît ensuite à cause du phénomène d'attachement qui tend à faire disparaître les descendants solides du volume ambiant.

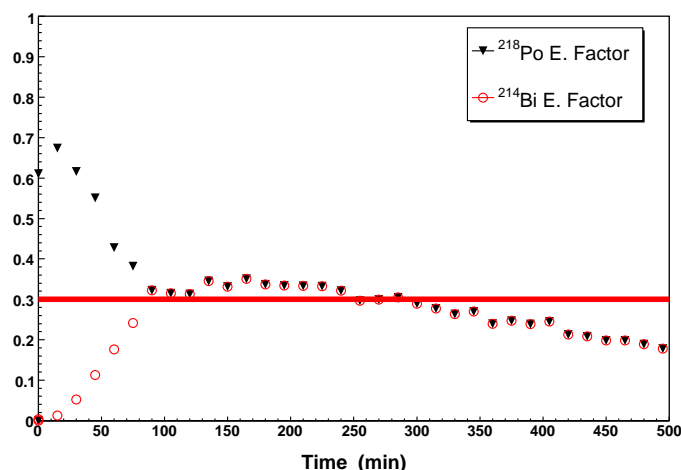


Figure 7-28 : Contributions respectives de deux descendants du radon au facteur d'équilibre, la ligne horizontale représente le cas classique de facteur d'équilibre de 0.3 (mesures effectuées par l'équipe de BACCARA).

Ces mesures montrent la nécessité d'opérer dans des conditions bien maîtrisées qui approchent les conditions initiales de résolution des équations différentielles.

7.4.3.2 Influence de la ventilation de la chambre

L'injection d'aérosols couplée à une activité volumique en radon de 25 kBq.m^{-3} est mesurée dans BACCARA avec la possibilité supplémentaire de ventiler le volume intérieur de la chambre. Un ventilateur est placé dans cette chambre pour brasser le gaz. Deux séries de mesures sont effectuées avec et sans ventilation avec une vitesse d'aspiration de 2 l.min^{-1} à travers notre prototype. Les résultats bruts de nos propres mesures sont donnés sur la Figure 7-29.

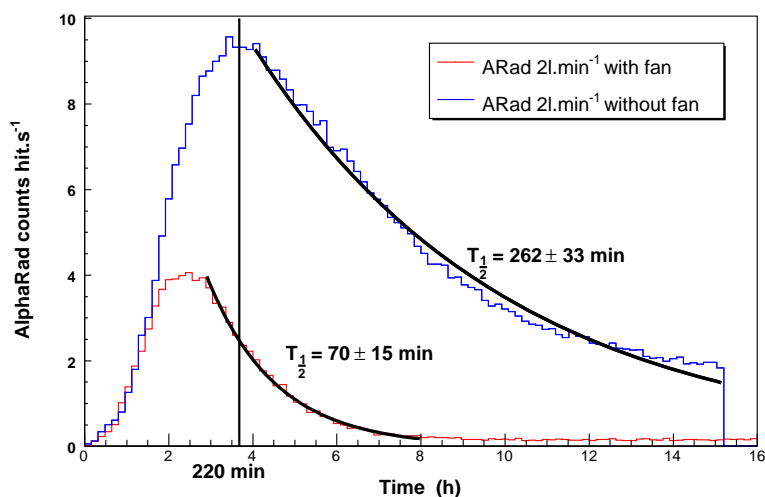


Figure 7-29 : Activité α dans le système AlphaRad, pour une vitesse de circulation d'air fixée, avec et sans ventilation de la chambre.

On remarque à nouveau que le maximum de concentration intervient au bout d'un temps $t \sim 230$ min, valeur en accord avec les simulations. En l'absence de ventilation, le taux de comptage suit une décroissance (ajustement exponentiel) avec un temps $t \sim 260$ min. Ce temps caractéristique de décroissance pour une taille d'aérosols (20-40 nm) est compris entre 250 et 600 min comme le montre la Figure 7-30. Or, nos aérosols sont d'une taille légèrement supérieure (40-60 nm) mais notre dispositif de mesure est une chambre cylindrique d'un volume de 1 m^3 (et non sphérique de petit volume) comme décrit dans [54]. Nos mesures sont compatibles avec les temps de décroissances donnés par [55] (entre 200 et 500 minutes). En présence de ventilation, la vitesse d'attachement sur les parois est augmentée d'un facteur 4.

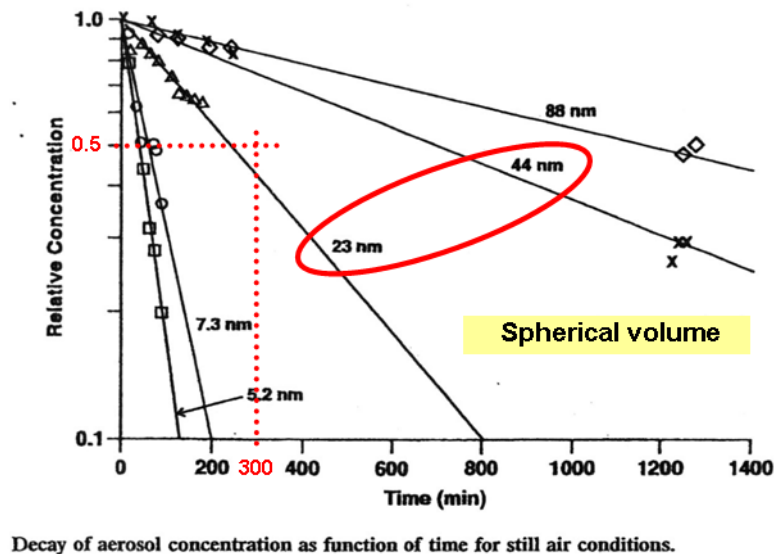


Figure 7-30 : Evolution temporelle de la concentration des aérosols en fonction de leur taille dans une chambre sphérique de 160 l [54].

Dès le début de l'injection, on observe le temps de diffusion de l'ensemble radon + aérosols dans la chambre pendant la première heure. Ensuite les deux pentes de production sont semblables, la ventilation de la chambre amplifie le phénomène de « *plate-out* » en diminuant à la fois sensiblement la concentration maximale d'un facteur 2.2 mais surtout le décalage du maximum de production qui passe de 230 à 150 min. En effet, la ventilation augmente les vitesses de diffusion des aérosols qui s'attachent plus vite sur les parois, le temps caractéristique de décroissance dans ce cas se trouve réduit dans des proportions importantes.

7.4.3.3 Influence de la vitesse de filtration.

Dans cette série de mesures, nous utilisons une pompe dont le débit est réglable via la tension appliquée à ses bornes entre les valeurs min et max de 1 et 2 l.min^{-1} .

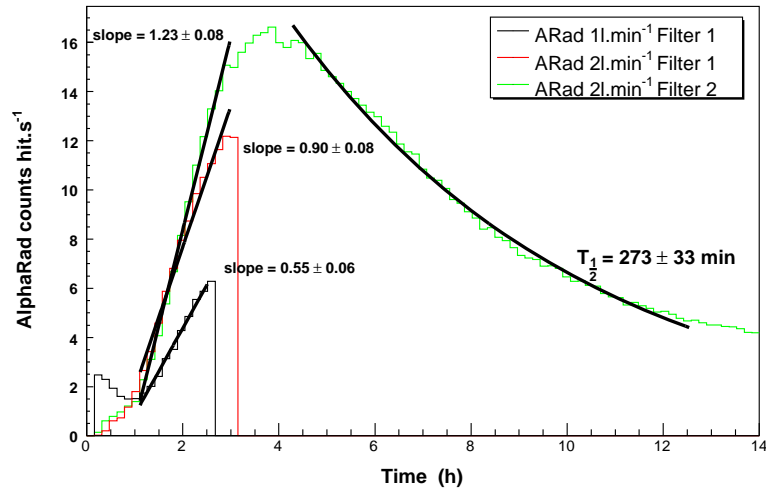


Figure 7-31 : Evolution temporelle du comptage des α des aérosols pour deux types de filtres et deux vitesses de filtration, le maximum de concentration est obtenu pour $t = 240$ minutes.

Nous observons sur la Figure 7-31 les phénomènes suivants : le temps $t \sim 240$ minutes où la concentration dans BACCARA est maximale (en accord avec les simulations, 7.2.2) et le temps caractéristique de décroissance (273 minutes) correspondant à l'effet de « *plate-out* » [50]. La légère remontée à l'origine de la courbe noire s'explique par le fait que la chambre BACCARA n'a pas été ouverte cette fois-ci entre deux séries de mesures, le rinçage n'était pas parfait. On précise que ces instants s'appuient sur les valeurs données par les chambres d'ionisation qui ont un temps de latence de ± 20 minutes. Le paramètre caractéristique d'un filtre s'appelle la perméance qui est fonction de la structure du filtre, diamètre des pores et de la vitesse de collection, il permet de déterminer l'efficacité intrinsèque du filtre. Dans notre expérience, nous avons utilisé deux types de filtres différents : membrane (resp. papier) courbe rouge (resp. courbe verte). De par le peu d'expériences réalisées, nous n'avons pas pu dégager de différences significatives d'efficacité de collection entre ces deux types de filtre. Les courbes suivent deux pentes, une pente plus faible pour $t < 1$ heure qui correspond à la diffusion du radon dans la chambre et ensuite pour t compris entre 1 et 4 heures une pente correspondant à la production de ^{218}Po (augmentation de la concentration). Le calcul du rapport des vitesses de collection donne : 1.63 ± 0.23 , facteur bien compatible avec le rapport 2 des vitesses de filtration (1 et 2 l.min $^{-1}$).

Cet ensemble de mesures permet de faire le tour des paramètres principaux qui influent sur la mesure de l'activité α des descendants solides du radon, et de définir les facteurs de calibrage à utiliser selon les conditions expérimentales. Des simulations plus complètes seront nécessaires pour le cas de mesures en milieu ouvert car les paramètres suivants : volume de la pièce, rapport surface sur volume, nature des parois, ventilation, taille et nature des aérosols influent de façon significative.

8 Perspectives

8.1 Prototype de taille réelle avec quatre AlphaRad

Fort des résultats de mesure précédents réalisés en collection passive et active, une carte support de petit format a été développée. Elle intègre les deux types de collection, passive et active sur un même dispositif. Ce prototype utilise trois circuits AlphaRad pour la détection passive du ^{222}Rn et un autre pour la collection des descendants du radon par filtration active de l'air à l'aide d'une micro-pompe. Le prototype est représenté sur la Figure 8-1. Il permet l'acquisition et le stockage des données des quatre capteurs ; couplé à des prises régulières de température et d'humidité par un circuit spécifique sur la carte complètent la mesure. Ce prototype intègre en outre une horloge temps réel afin, d'une part de préserver les données d'acquisition et, d'autre part, de reconstituer l'historique des mesures. Un afficheur permettra à l'expérimentateur une lecture immédiate de la concentration en radon. Nous n'avons pas pris de précaution particulière pour baisser significativement la consommation électrique du prototype (FPGA et microcontrôleur basse consommation -nW- ou ASIC basse consommation pourvu de capteurs intégrés de température, etc.) car le circuit souffre de faiblesses comme cela a été évoqué au chapitre 3.3.1. Ces faiblesses vont conduire au développement d'un futur circuit qui sera discuté au paragraphe suivant. En l'état actuel de la carte la consommation électrique est inférieure à 1 W, chiffre qui peut facilement baisser de deux à trois ordres de grandeur en fonctionnement autonome en utilisant des composants de très basse consommation.

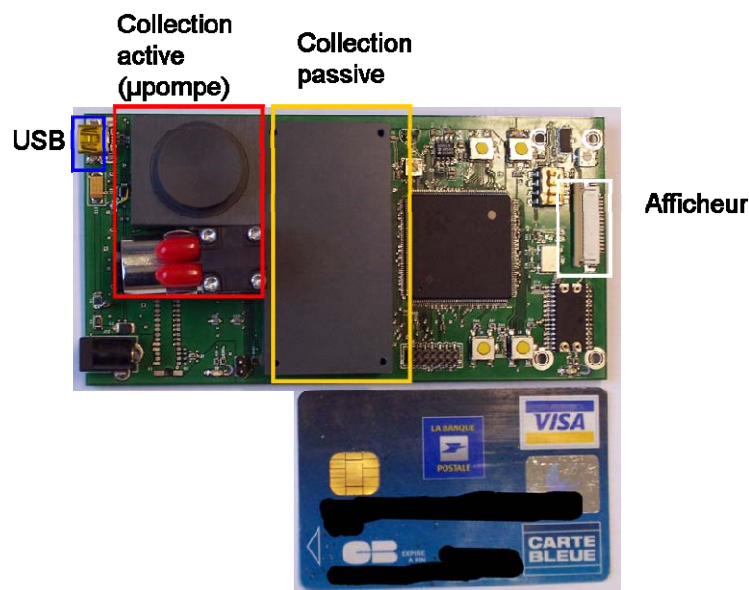


Figure 8-1 : Prototype final avec la double collection active et passive.

Ce prototype se veut déjà au format de l'utilisation grand public (autonome, taille réduite) car toutes les données de mesure peuvent être visualisées sur un afficheur dédié. L'étape finale consistera en une campagne de mesure qui utilisera ce prototype dans le banc BACCARA pour des mesures combinées en présence d'aérosols. Ces tests seront effectués courant 2008 et un calibrage plus fin sera effectuée à ce moment là.

8.2 Vers un AlphaRad 2

L'AlphaRad se voulait au départ un capteur intégré (« *system-on-a-chip* »), c'est-à-dire qu'il devait pouvoir être utilisé en s'affranchissant au maximum de circuits supplémentaires pour le traitement ultérieur des données. Ce capteur devait nous permettre de montrer la faisabilité de la détection du radon et de ses descendants par une technologie de type CMOS. Cette détection et quantification a été un succès. Néanmoins, devant les quelques inconvénients relevés au chapitre 3.3.4 (discriminateur, couplage, compensation d'*offset*) nous avons dû mettre en place une acquisition et un traitement plus lourds que ceux initialement prévus contribuant à augmenter fortement la consommation électrique de l'ensemble.

Une autre utilisation de ce circuit que nous avons brièvement évoquée est la mesure de flux de neutrons par la mesure des protons de recul (resp. d' α) dus aux réactions nucléaires des neutrons sur des convertisseurs appropriés tels que polyéthylène (resp. lithium). Pour vérifier le taux de comptage que le capteur est capable de mesurer nous avons utilisé une diode bleue cadencée à une fréquence élevée (300 kHz) ; le chronogramme est représenté sur la Figure 8-2.

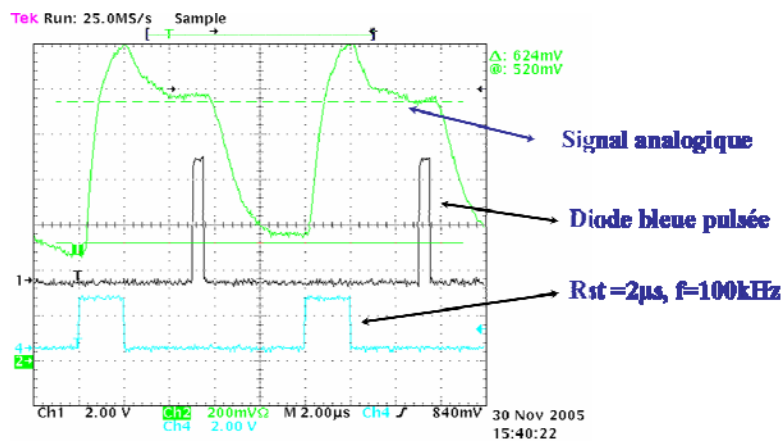


Figure 8-2 : Simulation de détection de hauts flux par l'AlphaRad

La fréquence maximale de fonctionnement est de 300 kHz. La connaissance de la tenue aux radiations est alors nécessaire pour la mesure de flux de neutrons. En effet, l'irradiation conduit à une forte augmentation du courant de fuite du capteur qui dégrade les performances du système. En tenant compte de toutes les remarques précédentes, et du fait que le futur circuit pourra être utilisé à la fois pour une mesure de l'activité du radon et de flux de neutrons, un circuit AlphaRad 2 a été étudié.

Structure du pixel :

La première idée consiste à changer la structure du pixel pour profiter de l'évolution de la technologie : AMS 0.35 μm . L'évolution des paramètres du *process* permet d'utiliser comme substrat (Figure 8-3) un silicium de haute résistivité ($\sim 10 \Omega\cdot\text{cm}$) dopé au bore (sans couche épitaxiée). Grâce à ce type de matériau, le recours à une zone épitaxiale est une simple option, car la durée de vie des porteurs de charges augmente d'un facteur 100 pour passer à 10 μs . La collection puise les charges en profondeur car il n'y a pas de marche de potentiel due à l'interface epi / substrat. Ces deux phénomènes doivent augmenter la quantité de charges collectées par rapport à la manière utilisée dans l'AlphaRad (sur une zone épi de 14 μm).

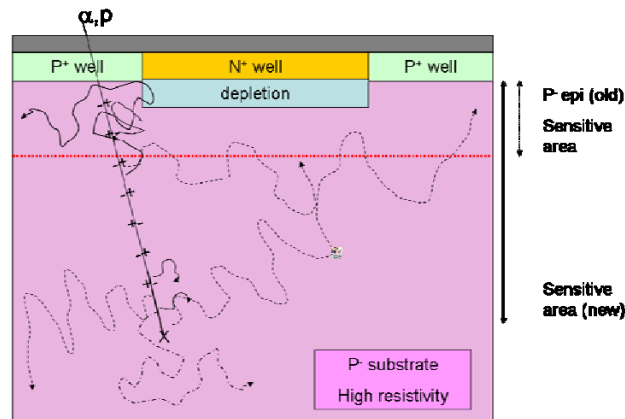


Figure 8-3 : Pixel élémentaire avec un substrat de haute résistivité, pas de potentiel minimum

La seconde amélioration, porte sur le « *design* » du circuit proprement dit, et va nous affranchir du bruit principal généré (kTC) dans l'AlphaRad par le transistor de remise à zéro. Dans la structure *self-biased*, un caisson N-well est implanté avec deux régions fortement dopées : P+well et N+well. Il se forme ainsi deux diodes D1 (resp. D2) de type N-well / P-sub (resp. P⁺ / N-well) telles que représentées sur la Figure 8-4. La conversion charge-tension est assurée par la capacité C_q de la diode de détection D1.

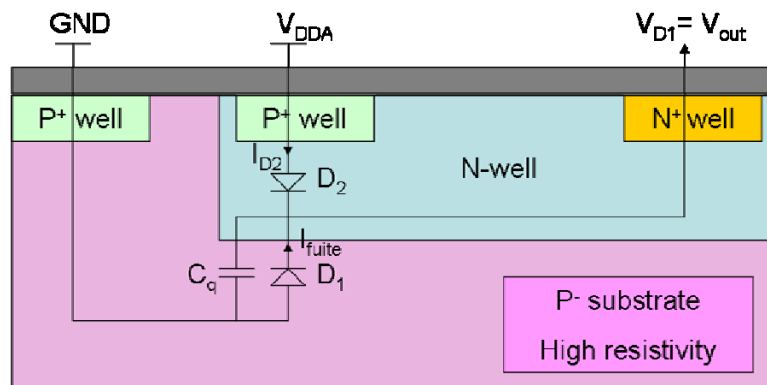


Figure 8-4 : Structure du pixel *self-biased*

Le pixel consiste en deux diodes tête-bêche de façon à ce que le courant de fuite de la diode de collection (D1) soit compensé par le courant fourni par la diode D2 polarisée en direct (V_{DDA}). De plus cette structure, dans le cas d'une irradiation prolongée, se dégradera sur les deux diodes à la fois, et l'augmentation du courant de fuite est ainsi exactement compensée par la diode de polarisation. On se rappelle 2.2.2.4) que la contribution kT/C au bruit total est 100 fois plus élevée que celle due au courant de fuite ce qui valide le choix de cette nouvelle architecture.

La nouvelle structure de gain :

Elle a lieu par l'intermédiaire d'un transistor PMOS (photoFET) qui va s'intégrer lui-aussi dans le caisson N-well (Figure 8-5). Les charges collectées sont converties en courant en sortie du PMOS. Les contraintes sur la consommation électrique du circuit imposent de passer par une polarisation ajustable du photoFET ; la structure comporte un transistor de

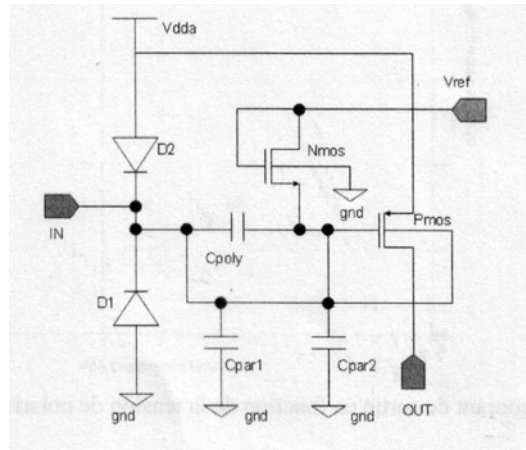


Figure 8-5 : Structure de pixel à photoFET dont la polarisation est fixe.

Le couple C_{poly} et le transistor NMOS (monté en diode) fonctionnent comme un filtre passe-haut. Au repos, le transistor PMOS est bloqué car $V_{gs} \leq V_{seuilTransistor}$. Au passage d'une particule, le pic de courant entraîne une chute de potentiel sur le point V_{IN} contribuant à faire également chuter légèrement V_{GPMOS} pour atteindre le regime qui rend le transistor PMOS passant. Le système n'a pas besoin d'être soumis à une fonction de type *reset*, il est auto-déclenché par le passage d'une particule α . Cette structure a été simulée pour une géométrie de 35×35 diodes espacées de $100 \mu m$, les courants des 1225 diodes sont sommés pour être ensuite traités en parallèle sur une sortie unique.

Chaine de traitement :

La chaine de traitement reste classique : le signal de courant sera d'abord transformé en tension puis amplifié et mis en forme (*shaper*). Un étage de discrimination à hystérésis réglable numériquement incrémentera un compteur intégré dans le capteur de façon à avoir un « system-on-chip » complet. Un bus numérique ajustera les paramètres du circuit et transmettra à l'extérieur les valeurs du ou des compteurs, réduisant ainsi l'électronique de traitement.

Ce futur circuit pourra de même se présenter sous la forme d'un multi-capteur intégrant des capteurs d'humidité, de température et de pression, facteurs qui influencent la mesure de l'activité du radon.

Une des autres clefs pour la détection des émissions des particules α du radon et de ses descendants est la surface active de détection (nous avons dû employer trois AlphaRad pour la détection passive). La partie sensible du futur capteur sera très largement augmentée pour passer à un minimum de $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$, ce qui permettra, en gardant trois AlphaRad 2 pour la détection du ^{222}Rn en mode passif, d'augmenter la sensibilité d'un facteur 8.

Conclusion

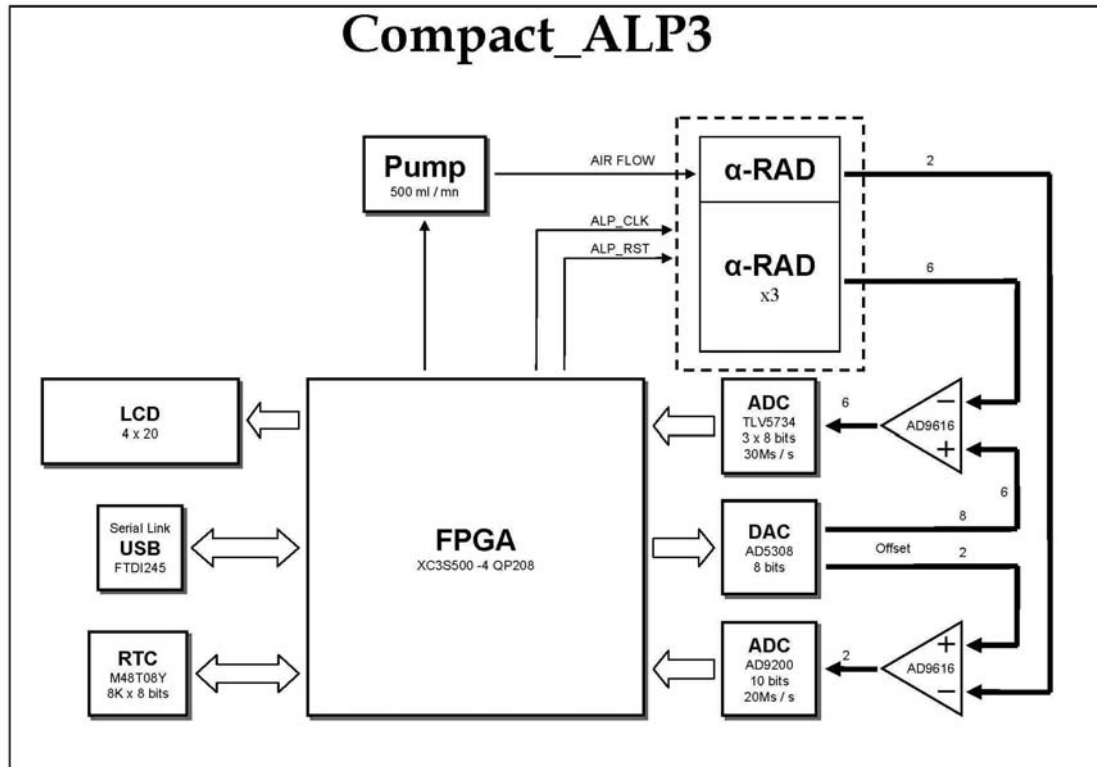
Le premier prototype de capteur intégré AlphaRad, destiné à des applications de dosimétrie (neutrons rapides et thermiques, gaz radon et descendants) a passé avec succès les tests d'efficacité aux particules α issues de sources de laboratoire. Ces tests d'efficacité sont reproduits par la simulation dans tous les détails. Notre capteur présente des caractéristiques électroniques supérieures à une simple diode en termes de capacité, de courants de fuite, de tension d'alimentation (5 V) et de possibilités d'intégration. Il est également plus rapide qu'un capteur CMOS classique à pixels du point de vue de la vitesse de lecture ($> 10^6$ partic.cm⁻²).

Pour son application à la détection du radon, nous avons démontré l'excellente linéarité du système dans une très large gamme d'activités volumiques, sans encore avoir atteint le taux de comptage maximal. Dans la gamme des faibles concentrations en radon, nous avons exploré la possibilité de détecter, de manière conjointe, les descendants solides du ²²²Rn par un système de collection des aérosols. Cette technique assure une mesure très rapide d'activités atmosphériques faibles, mais se heurte à la complexité intrinsèque de la physique des aérosols.

Sur la base de nos tests expérimentaux, la thèse aboutit à la présentation d'un prototype multifonctions de taille très inférieure aux chambres d'ionisation standard. Ce dispositif intégré, au format d'une carte bancaire, fait fonctionner en parallèle quatre micro-chips, dont trois sont dédiés à la mesure passive de radon sous forme gazeuse et le dernier à la mesure des aérosols, porteurs des descendants émetteurs α (²¹⁸Po et ²¹⁴Po). Nous proposons d'ores et déjà un circuit de seconde génération, qui augmenterait la sensibilité aux faibles activités, évitant éventuellement le recours à la collection des aérosols, et qui amènerait le dispositif à une autonomie complète.

9 Annexes

9.1 Synoptique du prototype final



9.2 Bibliographie

- [1] F. Dorn, *Abh. Naturforsch. Ges.* **1900**, 22, 155.
- [2] S. W. Ramsay; R. Whytlaw-Gray, La densité de l'émanation du Radium, *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie de Sciences* **1910**, 151, 126-128.
- [3] H. Métivier; M. C. Robe, Le RADON de l'environnement à l'Homme, *IPSN collection* **1998**.
- [4] L. Lassen; G. Rau, The attachment of radioactive atoms to aerosols *Zeitschrift für Physik* **1960**, 160, 504.
- [5] J. P. Gambard, Campagne nationale de mesures de l'exposition domestique au radon : bilan et représentation cartographique des mesures au premier janvier 2000, *Institut de Radioprotection et de Recherches Nucléaire* **2000**.
- [6] A. d. S. Nucléaire, La gestion du risque lié au radon, *Fiche d'information n°7* **2003**.
www.asn.fr
- [7] CSTB, Des moyens de réduire la concentration en radon dans les bâtiments, *Centre Scientifique et Technique du Bâtiment* **1998**.
- [8] S. Darby; D. Hill; A. Auvinen; e. al., Radon in homes and risk of lung cancer: collaborative analysis of individual data from 13 European case-control studies, *British Medical Journal* **2005**, 330.
- [9] H. Baysson; M. Tirmarche; K. Leuraud; D. Laurier, Indoor radon and lung cancer in France, *Epidemiology* **2006**, 17, 121-125.
- [10] Impact sanitaire du radon domestique : de la connaissance à l'action, *Bulletin épidémiologique hebdomadaire* **2007**, 18-19.
- [11] A. Rannou; M. Tirmarche; J. F. Lacronique, Synthèse du rapport R.654 de l'UNSCEAR (United Nation Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation), Sources to effects assessments for radon in homes and workplaces, **2007**.
- [12] IPSN, Le radon, *Les livrets de l'IRSN* **2001**.
- [13] DGS, Circulaire n° 99-46 du 27 janvier 1999 relative à la gestion du risque lié au radon, *Direction Générale de la Santé* **1999**.
- [14] S. Darby; D. Hill; R. Doll, Radon : a likely carcinogen at all exposure, *Annual Oncology* **2001**, 12, 1341-1351.
- [15] ICRP, Publication 38, *International Commission on Radiological Protection* **1983**, 11-13.
- [16] AFNOR, NF M60-767 :Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air – Le radon 222 : méthodes de mesure en continu de l'activité volumique moyenne du radon dans l'environnement atmosphérique, **1999**.
- [17] AFNOR, NF M60-769 :Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air – Le radon 222 : méthodes de mesure ponctuelle de l'activité volumique du radon dans l'environnement atmosphérique., **2000**.
- [18] AFNOR, NF M60-766 :Mesure de la radioactivité dans l'environnement – Air – Le radon 222 : méthodes de mesure intégrée de l'activité volumique moyenne du radon dans l'environnement atmosphérique, avec un prélèvement passif et une analyse en différé, **2004**.
- [19] C. B. Howarth; J. C. H. Miules, Results of the 2002 National Radiological Protection Board Intercomparison of Passive Radon Detectors, **2003**
- [20] W. Finkelburg, Structure of matter, *Springer Verlag* **1964**.
- [21] S. A. Durani; R. K. Bull, Solid State Nuclear Detection, *Pergamon Press* **1987**.
- [22] Doseman. <http://www.radonlab.net/Doseman.htm>

- [23] R. Turchetta, et al., A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2001**, 458, (3), 677-689.
- [24] D. Husson; A. Nourreddine, European Patent 03 360124.6, 28/10/2003, **2003**.
- [25] G. Claus, et al., Monolithic active pixel sensors for a linear collider, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2001**, 473, (1-2), 83-85.
- [26] G. Claus, et al., Particle tracking using CMOS monolithic active pixel sensor, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2001**, 465, (1), 120-124.
- [27] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, *John Wiley and Sons* **1981**.
- [28] A. Nachab; D. Husson; A. Nourreddine; S. Higuieret, First measurement of ^{222}Rn activity with a CMOS active pixel sensor, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **2004**, 225, (3), 418-422.
- [29] D. Husson, et al., AlphaRad, a new integrated CMOS System-on-Chip for high efficiency alpha particles counting, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2006**, 569, (3), 845-852.
- [30] G. Deptuch, Développement d'un capteur de nouvelle génération et son électronique intégrée pour les collisionneurs futurs, *Thèse, ULP Strasbourg* **2002**.
- [31] G. S. May; S. M. Sze, Fundamentals of semiconductor fabrication, *John Wiley and Sons* **2004**.
- [32] J. R. Pierce, Physical Sources of Noise, *Proc. IRE* **1956**, 44, 601-608.
- [33] Coordination Nationale pour la Formation en Micro et nanoélectronique. www.cnfm.fr
- [34] National Instruments. www.ni.com
- [35] Xilinx. www.xilinx.com
- [36] Universal Serial Bus. www.usb.org
- [37] E3631A, Agilent. www.agilent.com
- [38] IEEE GPIB-488.
http://standards.ieee.org/reading/ieee/std_public/description/im/488.1-1987_desc.html
- [39] KRI2004, Laboratoire National Henri Becquerel, **2004**. <http://www.nucleide.org/>
- [40] G. F. Knoll, Radiation Detection And Measurement, *John Wiley & Sons* **2000**.
- [41] F. Sauli, Instrumentation in High Energy Physics, *World Scientific Pub Co Inc* **1992**.
- [42] J. P. Biersack; J. F. Ziegler, SRIM-2003. www.srim.org
- [43] R. Brun; F. Rademakers, ROOT - An object oriented data analysis framework, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1997**, 389, (1-2), 81-86. 10.1016/S0168-9002(97)00048-X
- [44] J. Allison, et al., Geant4 developments and applications, *Nuclear Science, IEEE Transactions on* **2006**, 53, (1), 270-278.
- [45] S. Agostinelli, et al., Geant4 - A simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2003**, 506, (3), 250-303.
- [46] S. R. Hou; Y. H. Chang; A. E. Chen; W. T. Lin, Study of energy straggling and multiple scattering in Si detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1997**, 386, (1), 186-192.
- [47] Ziegler, Ziegler's model for alpha He energy in internal units of parametrisation formula (MeV), *International Commission on Radiation Units and Measurements* **1993**, N49.

- [48] Ziegler, Ziegler's type of parametrisations. Proton kinetic energy for parametrisation, *International Commission on Radiation Units and Measurements* **1993**, N49.
- [49] Q. Yang; D. J. O'Connor, Empirical formulae for energy loss straggling of ions in matter, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **1991**, 61, 149-155.
- [50] S. Higuieret, et al., Measurement of ^{222}Rn at the Bq.m⁻³ level with the Alpharad chip, *Radiation Measurements* **2007**, In Press, Accepted Manuscript.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVS-4R17V4H-1/2/d0dad8456bbe7c02ea0f6f77f85eec3a>
- [51] I. Wolfram Research, Mathematica Edition: Version 5.2, *Wolfram Research, Inc.* **2005**.
- [52] S. Higuieret, et al., Electronic radon monitoring with the CMOS system-on-chip AlphaRad, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2008**, 584, (2-3), 412-417.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.10.034>
- [53] A. Röttger, et al., Radon activity concentration—a Euromet and BIPM supplementary comparison, *Applied Radiation and Isotopes* **2006**, 64, 1102–1107.
- [54] Y. S. Cheng, Wall deposition of radon progeny and particles in a spherical chamber, *Aerosol Science and Technology*. **1997**, 27, (2), 131.
- [55] J. Porstendörfer, Behaviour of Radon Daughter Products in Indoor Air, *Radiat Prot Dosimetry* **1984**, 7, 1.

9.3 Table des figures

Figure 1-1 : Formation du radon dans le sol, émanation et transport.....	1-13
Figure 1-2 : Variations des valeurs moyennes des concentrations en radon dans l'atmosphère sur trois ans [3].	1-13
Figure 1-3 : Chaîne de désintégration de l' ^{238}U [3].	1-14
Figure 1-4 : Chaîne de désintégration du ^{232}Th [3].	1-14
Figure 1-5: Chaîne de désintégration de l' ^{235}U [3]	1-15
Figure 1-6 : Mécanismes de formation des clusters, attachement et détachement (il faut ajouter à cela les phénomènes d'échange de charge [3]).	1-16
Figure 1-7 : Moyennes des activités volumiques de radon (Bq.m^{-3}) par département [5]	1-17
Figure 1-8 : Les voies de pénétration du radon dans les habitations [6].	1-17
Figure 1-9 : Exposition naturelle moyenne de la population française aux rayonnements ionisants [12].	1-18
Figure 1-10 : Modes de pénétration et de fixation du radon et de ses descendants [12].	1-19
Figure 1-11 : Traces de particules α de ^{214}Po (7.69 MeV) dans une chambre à brouillard [20].	1-22
Figure 1-12 : DSTN LR115 et CR39.	1-24
Figure 1-13 : Caractéristiques de la chambre d'ionisation à électret.....	1-24
Figure 1-14 : Une des premières méthodes de mesure des émanations de radon (1904) [3].	1-25
Figure 1-15 : La chambre d'ionisation Alphaguard.....	1-26
Figure 1-16 : Le Rad7	1-26
Figure 1-17 : Détecteur à semi-conducteur : le Doseman	1-27
Figure 1-18 : Principe de fonctionnement du Tracerlab	1-28
Figure 2-1: Un pixel de la matrice avec sa diode et ses trois transistors.....	2-31
Figure 2-2: Passage d'une particule chargée dans le circuit AlphaRad.....	2-32
Figure 2-3: Synoptique du circuit AlphaRad.	2-33
Figure 2-4: Modèle électrique de la diode, qui sert également à l'étude du bruit.....	2-33
Figure 2-5 : Excursions en tension des différents étages	2-35
Figure 3-1 : Description des <i>pads</i> (figure de gauche) et circuit final.....	3-39
Figure 3-2 : Carte support de l'AlphaRad, recto et verso.	3-40
Figure 3-3 : Carte support avec un AlphaRad connectée à la carte multifonction.....	3-41
Figure 3-4 : Deux voies de l'AlphaRad lors de la compensation d'offset, la persistance visuelle de l'oscilloscope est utilisée afin de voir l'excursion des signaux, de haut en bas les sorties des <i>buffers</i> (Buf_ampli10) pour les deux matrices puis le signal commun de remise à zéro (Reset à 10kHz).	3-45
Figure 3-5 : Compensation d'offset : la variation de la ligne de base suit la sortie du comparateur, en rouge la sortie du <i>buffer</i> (Buf_ampli10), en bleu l'entrée d'horloge (Clk).	3-46
Figure 3-6 : Déclenchements induits par les couplages, avec effet sur les deux voies du circuit.	3-46
Figure 3-7 : Une voie fonctionnelle, la compensation d'offset synchronise l'acquisition (la trame de la ligne de base est très perturbée juste après la compensation), de haut en bas la sortie du <i>buffer</i> (Buf_ampli10) de la voie considérée puis le <i>buffer</i> (Buf_compoffset) de compensation d' <i>offset</i> , la deuxième voie et le signal de remise à zéro (Reset)	3-48
Figure 3-8 : Un circuit où une voie est fonctionnelle. Les perturbations affectent l'autre voie, la légende est la même que la figure précédente.	3-48
Figure 3-9 : Etage de discrimination du circuit. Absence de l'hystérésis.	3-51

Figure 3-10 : Mesure de bruit du circuit AlphaRad	3-52
Figure 4-1: Américium 241 [39]	4-55
Figure 4-2 : Schéma de la source d'américium, * le diamètre du dépôt vaut 8mm dans notre cas.....	4-56
Figure 4-3 : Dispositif de tests en source pour un AlphaRad.....	4-59
Figure 4-4 : Excursion de la plage de réglage du discriminateur de 400 mV pour une distance source- capteur de 1.4 cm.....	4-59
Figure 4-5 : Mesure et simulation du taux de comptage dans l'AlphaRad en fonction de la distance.....	4-60
Figure 4-6 : Particule α interagissant avec un électron d'un atome du milieu	4-61
Figure 4-7 : Modèle du milieu, la partie hachurée représente un cylindre de rayon b , d'épaisseur db et de longueur dx	4-62
Figure 4-8 : Perte d'énergie (dE/dx) des particules, dans un gaz [41] ou dans un solide [40] ..	4-64
Figure 5-1 : Carte mezzanine supportant l'AlphaRad ($18 \times 24 \text{ mm}^2$).....	5-67
Figure 5-2 : Carte principale multi-chips et ses fonctionnalités.....	5-68
5-3 : Agrandissement de la partie de détection constituée de trois AlphaRad	5-69
Figure 5-4 : Interface graphique du logiciel d'acquisition.....	5-70
Figure 5-5 : Mesures de bruit sur les trois circuits du système	5-71
Figure 5-6 : Signal de reset en haut, le transistor se ferme et la ligne de base retrouve son ..	5-72
Figure 5-7 : Algorithme de traitement des données pour une discrimination numérique.....	5-73
Figure 5-8 : Traitement numérique des données d'une trame, dans le cas particulier d'un double signal α entre deux remises à zéro.	5-74
Figure 6-1 : Perte d'énergie des particules α dans le silicium et dans l'air. On a superposé le parcours des α (profondeur de pénétration)	6-79
Figure 6-2 : Description géométrique et physique de l'AlphaRad	6-80
Figure 6-3 : Simulations TRIM de trajectoires dans le silicium d'une population de 10000 particules α à l'incidence nulle $\theta = 0^\circ$	6-81
Figure 6-4 : Distribution des longueurs de pénétration.....	6-81
Figure 6-5 : Pic de Bragg comme conséquence de l'évolution de la particule le long de la courbe de Bethe.....	6-82
Figure 6-6 : Profil de dépôt d'énergie dans l'AlphaRad pour de l'américium placé au contact du capteur (et pour $\Theta = 0$), l'américium présente trois raies d'émission assez proches.....	6-83
Figure 6-7 : Déplacement du pic de Bragg en fonction de la distance source-capteur (simulations SRIM).....	6-84
Figure 6-8 : Architecture du programme de simulation.....	6-86
Figure 6-9 : Description du dispositif expérimental.....	6-87
Figure 6-10 : Simulation avec une diffusion multiple qui se superpose à l'ionisation	6-89
Figure 6-11 : Simulation de la répartition spatiale des impacts α	6-90
Figure 6-12 : Distribution des énergies cinétiques incidentes dans les différentes couches, en noir pour l'oxyde de silicium, rouge pour la couche épi, vert pour le substrat.....	6-91
Figure 6-13 : Distribution des dépôts d'énergie dans les différentes couches de l'AlphaRad... 6-92	6-92
Figure 6-14 : Distributions angulaires des particules incidentes dans les différentes couches. 6-93	6-93
Figure 6-15 : Distributions des parcours des particules dans les différentes parties du capteur AlphaRad.....	6-93
Figure 6-16 : Etude de l'effet de la couche d'oxyde de silicium, la couleur bleue représente la couche d'air à la sortie du substrat	6-94

Figure 6-17 : Variation du dépôt d'énergie pour une distance source-capteur comprise entre 8 et 26 mm.....	6-95
Figure 6-18 : Dépôt d'énergie simulé pour les distances de 30 et 32 mm.	6-96
Figure 6-19 : Distribution des angles d'incidence à l'entrée de la couche épitaxiale	6-96
Figure 6-20 : Parcours des particules dans les différentes couches	6-97
Figure 6-21 : Distribution de l'énergie déposée dans la couche d'oxyde pour différentes distances source – capteur.	6-97
Figure 6-22 : Distribution d' énergie déposée dans la couche épitaxiale pour différentes distances source – capteur.	6-98
Figure 6-23 : Distribution d'énergie déposée dans le substrat pour différentes distances source – capteur.	6-98
Figure 6-24 : Dispositif de test avec la carte équipée des trois AlphaRad.....	6-99
Figure 6-25 : Mesure et simulation de l'efficacité absolue de détection de l'AlphaRad à l'aide d'une source d'américium 241. Une coupure de 50 keV est appliquée sur le minimum de l'énergie déposée.....	6-100
Figure 6-26 : Ecart relatif entre les mesures et la simulation.....	6-100
Figure 7-1 : Concentrations absolues de deux émetteurs α en fonction du temps pour des conditions initiales suivantes : $^{222}\text{Rn} = 100$, les éléments fils sont à 0. Le maximum est atteint pour 33 minutes (resp. 259 min)	7-105
Figure 7-2 : Evolution de la concentration du ^{218}Po en fonction du déséquilibre initial.....	7-106
Figure 7-3 : Evolution de la concentration de ^{214}Bi en fonction du déséquilibre initial.	7-106
Figure 7-4 : Banc d'injection du radon au laboratoire.....	7-107
Figure 7-5 : Schéma du banc de test avec la chambre à radon cylindrique	7-108
Figure 7-6 : Prototype et Alphaguard (chambre d'ionisation) placés dans le volume utile de 200 l.....	7-110
Figure 7-7 : Détection des émissions α sur l'AlphaRad.....	7-111
Figure 7-8 : Simulation Monte-Carlo de la détection des particules α du radon dans un capteur CMOS à pixels (MIMOSA 1 [28] en fonction du volume considéré (r = rayon de la demi-sphère simulée).....	7-112
Figure 7-9 : Cumul d'événements α pour les trois AlphaRad de la carte prototype. Le temps d'échantillonnage est de 10 minutes. L'erreur systématique ainsi visible se traduit par 700 ± 40 (5%).	7-114
Figure 7-10 : Distributions des trois piédestaux (moyennes des trames vides), en unités ADC.	7-114
Figure 7-11 : Distribution de l'amplitude des signaux ADC pour chaque matrice, ainsi que la somme des trois.....	7-115
Figure 7-12 : Distribution des événements après renormalisation des gains de chaque circuit.	7-115
Figure 7-13 : Activité volumique du radon dans la chambre mesurée par l'Alphaguard, l'activité est ajustée par une exponentielle décroissante.....	7-116
Figure 7-14 : Ajustement d'une désintégration de radon effectuée dans l'état de l'art d'un banc de test calibré.....	7-116
Figure 7-15 : Ajustement avec une exponentielle décroissante du taux de comptage cumulé dans trois circuits AlphaRad pour une activité volumique en ^{222}Rn de 1.3 kBq.m^{-3}	7-117
Figure 7-16 : Suivi en temps réel de la prise de données des trois détecteurs pendant une injection de 80 kBq.m^{-3} dans BACCARA.	7-119
Figure 7-17 : Comparaison entre les activités volumiques mesurées par les chambres d'ionisation (avec décalage de 20 minutes) et l'échantillonnage par les trois AlphaRad. ..	7-120
Figure 7-18 : Mesure en continu d'une activité volumique constante de 10 kBq.m^{-3} par les chambres d'ionisation et notre système.	7-120

Figure 7-19 : Ajustements gaussiens de l'activité volumique (resp. des événements AlphaRad) mesurée par les chambres d'ionisation (resp. par nos trois matrices).....	7-121
Figure 7-20 : Taux de comptage dans le système à trois AlphaRad en fonction de l'activité mesurée par les chambres d'ionisations.....	7-122
Figure 7-21 : Carte prototype équipée de la partie de collection active des aérosols (cylindre de hauteur 3 cm et de diamètre 8 cm).	7-124
Figure 7-22 : Circulation forcée d'air au travers des filtres situés devant les AlphaRad, la distance capteur-filtre est de 2 mm.	7-124
Figure 7-23 : Banc de mesure et de tests BACARRA, la partie statique est au centre, le banc dynamique est situé sur la droite.	7-125
Figure 7-24 : Atomiseur TSI 3076 permettant de générer des aérosols pluri-dispersés en fonction de la concentration du NaCl (données constructeur).	7-126
Figure 7-25 : Distribution de la taille des aérosols générés par l'atomiseur TSI3076 (données constructeur).....	7-126
Figure 7-26 : Génération d'aérosols de taille fixée en fonction de la concentration en chlorure de sodium	7-127
Figure 7-27 : Mesure séparée de la concentration des descendants du radon dans BACCARA après une injection d'aérosols et d'une activité volumique en radon de 25 kBq.m^{-3} , l'échelle de droite fait référence aux concentrations relatives des simulations.	7-128
Figure 7-28 : Contributions respectives de deux descendants du radon au facteur d'équilibre, la ligne horizontale représente le cas classique de facteur d'équilibre de 0.3 (mesures effectuées par l'équipe de BACCARA).	7-129
Figure 7-29 : Activité α dans le système AlphaRad, pour une vitesse de circulation d'air fixée, avec et sans ventilation de la chambre.	7-129
Figure 7-30 : Evolution temporelle de la concentration des aérosols en fonction de leur taille dans une chambre sphérique de 160 l [54].	7-130
Figure 7-31 : Evolution temporelle du comptage des α des aérosols pour deux types de filtres et deux vitesses de filtration, le maximum de concentration est obtenu pour $t = 240$ minutes. .7-131	
Figure 8-1 : Prototype final avec la double collection active et passive.	8-133
Figure 8-2 : Simulation de détection de hauts flux par l'AlphaRad	8-134
Figure 8-3 : Pixel élémentaire avec un substrat de haute résistivité, pas de potentiel minimum	8-135
Figure 8-4 : Structure du pixel <i>self-biased</i>	8-135
Figure 8-5 : Structure de pixel à photoFET dont la polarisation est fixe.	8-136

9.4 Liste des tableaux

Tableau 1 : Isotopes principaux du radon[3].....	1-13
Tableau 2 : Calcul de l'énergie alpha potentielle pour les descendants du radon	1-21
Tableau 3: Différents modèles de matrices et leurs caractéristiques électriques.	2-34
Tableau 4 : Simulation des caractéristiques électriques du circuit en fonction des paramètres W et L du transistor de reset de la matrice de pixel, en gras le couple de valeurs retenu.	2-35
Tableau 5: Caractéristiques des OTA Miller.....	2-36
Tableau 6: État des lieux du premier lot de circuits, les parties en gris indiquent une voie défectueuse.....	3-50
Tableau 7 : Caractéristiques du détecteur IN20 (bruit de fond).....	4-57
Tableau 8 : Limite de détection du détecteur IN20	4-58
Tableau 9 : Rapport signal à bruit des trois circuits retenus pour la carte multi-chips.	5-71
Tableau 10 : Résultats des tests de la deuxième série de circuits (v_h = valeur haute de la ligne de base, v_l = valeur basse de la ligne de base).	5-75
Tableau 11: Paramètres d'ajustement pour la formule de Bethe-Bloch pour les trois matériaux qui nous intéressent [40].	6-78
Tableau 12: Emetteurs α issus de la désintégration du radon.....	7-103
Tableau 13: Résultats des appareils de mesures à différentes activités (le système AlphaRad est calibré avec $F = 1.19$).	7-122
Tableau 14 : Valeurs récapitulatives du facteur de conversion calculé suivant différents protocoles de mesures.	7-123

Résumé :

L'exposition du public au gaz radon ^{222}Rn fait l'objet d'une attention croissante. Les méthodes traditionnelles de détection de radon étant soit peu flexibles, soit très chères, cette thèse présente le développement d'un dispositif électronique compact et autonome qui s'appuie sur les progrès récents en microélectronique pour la physique des particules. Le cœur du dispositif est un circuit intégré CMOS original (basse tension, faible consommation) qui assure à la fois les fonctions de capteur et de traitement. Les premiers tests, d'efficacité et en sources de particules alpha, s'appuient sur des simulations détaillées (TRIM, GEANT IV). Différents prototypes de cartes électroniques ont été développés pour d'une part la détection passive de radon à différentes concentrations et d'autre part la détection supplémentaire des descendants sur aérosols ^{218}Po et ^{214}Po qui contribuent de façon importante à l'irradiation α interne.

Le système final est une carte miniaturisée au format CB, qui comprend quatre circuits pour la détection simultanée de radon et de ses descendants solides. Une excellente linéarité a été obtenue jusqu'à 80 kBq.m^{-3} sur le banc de test BACCARA au Laboratoire de Mesure des Aérosols de l'IRSN à Saclay. Un circuit de deuxième génération est également proposé.

Mots-clés : Radon, Aérosols, Détecteurs à pixels actifs, Détecteurs monolithiques, Capteurs CMOS, « System-on-chip », Système sur puce, Attachement, Particules alpha, GEANT IV.

Abstract :

Radon detection is a long-standing challenge in the field of radioprotection, and the IPHC Institute of Strasbourg has pushed for the development of a fully electronic device, portable and really standalone. Our first prototype of CMOS system-on-chip is presented, together with efficiency tests and the corresponding physics simulations (TRIM, GEANT IV). We describe several electronic boards which have been developed for various kinds of tests, firstly passive detection of α -particles from gaseous ^{222}Rn in a large spectrum of activity concentrations. In a second stage, active collection of the daughter isotopes ^{218}Po and ^{214}Po was performed: these elements, appearing as attached on the aerosols present in air, are an important contribution to internal α -irradiation.

The final electronic system, of only 10 cm size, includes four independent chips to ensure simultaneous detection of radon gas and its aerosols. An excellent linearity has been measured up to 80 kBq.m^{-3} on the BACCARA bench of the IRSN at Saclay.

A new generation chip is also studied.

Keywords : Radon, Aerosols, Monolithic Active Pixel Sensors, CMOS, System-on-chip, Attachment, Alpha particles, GEANT IV.